This material is restricted in use and cannot be quoted by title or abstract for propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

Oberlin College Library
JAN 20 1944

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**
vereinigt mit dem
Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik
begründet von **Johannes Stark**

herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**
unter Mitwirkung der
Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.80 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 13.20, im Ausland RM 13.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet.
Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 13 | Ausgegeben im August 1943 Nr. 1121. Printed in Germany | 44. Jahrgang

INHALT:

W. Heisenberg, Zum Andenken an David Hilbert. S. 277–278.

Abhandlungen:

W. Reichel, Vergleichende Untersuchungen über den Einfluß der Stegform auf die Wirkungsweise und den Nutzeffekt von Prallgittervervielfachern. S. 279–296.

M. Kornetzki, Über die Verschiebung der Curietemperatur durch allseitigen Druck. S. 296–302.

H. Daene und H. Salow, Zur Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronenemission von Isolatoren. S. 302–303.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 40^{min}$ für Juli 1943. S. 303.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1943. (Fortsetzung und Schluß.) S. 303–305.

Besprechungen: S. 306–308.

Nachrichten: S. 308.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Reproduced and Distributed in the Public Interest by
THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., ANN ARBOR, MICHIGAN, U.S.A.

Eingegangene Bücher

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher ist nicht in jedem Falle möglich)

Josch, Gußeisen als Baustoff. Gr.-8°. 79 S. m. 33 Abb. Stuttgart 1943. Franckhsche Vhdlg. Kart. RM. 3.60.

Lindner, H., Atome bauen die Welt. 8°. 82 Seiten m. 123 Abb. 5 Taf. Stuttgart 1943. Franckhsche Vhdlg. Kart. RM. 4.50.

Nylen-W., P., Stöchiometrie. 2. Aufl. Kl.-8°. X/187 S. m. 1 Abb. Dresden 1943. Theodor Steinkopff. Br. RM. 6.—.

Prokott, E., Theor. Grundlagen u. Anwendung d. Modulation. (Physik u. Technik d. Gegenwart, Bd. XI.) 8°. VIII/204 S. m. 147 Abb. Leipzig 1943. S. Hirzel. Brosch. RM. 14.50, geb. RM. 18.—.

Ramsauer, C., Elektronenmikroskopie. 3., vermehrte Aufl. 8°. 231 S. m. 300 Abb. Berlin 1943. Springer-Verlag. Bericht über Arbeiten des AEG Forschungs-Inst. 1930—1942.

v. Weizsäcker, C. Fr., Zum Weltbild der Physik. 8°. 137 S. Leipzig 1943. S. Hirzel. Kart. RM. 4.50.

Wisshak, Röntgenstrahlen (Slg. Göschen 950). Kl.-8°. 152 S. Berlin 1943. W. de Gruyter. Geb. RM. 1.62.

Dr. Carl Leiss, Berlin

Physikalisch-optische Instrumente:

Spiegel-Doppel-Monochromatoren mit Quarz-, Steinsalz- und Flintprismen. / Monochromatoren für das sichtbare, ultraviolette und ultrarote Gebiet. **/ Spektral-Apparate, Spektrometer, Spektrographen mit Glas-, Quarz- und Fluorit-Optik. / Röntgen-Spektrographen und -Röhren** nach Prof. M. Siegbahn **/ Linsen und Prismen aus Glas, Quarz, Quarzglas, Fluorit** usw.

GEIGER-MÜLLER

Zählrohre

ORIGINAL PRESSLER nach Zeitler

Normalisierte Typen für Strahlen-Forschung

Man verlange PROSPEKT und SONDERDRUCK

Zeitschrift für Instrumentenkunde Heft 5/1938

OTTO PRESSLER LEIPZIG

Künstliche Radioaktivität

Experimentelle Ergebnisse

Von **Dr. Kurt Diebner** und **Dr. Eberhard Graßmann**, Berlin

1939. X, 90 Seiten mit 10 Ausschlagtabellen und einer mehrfarbigen Tafel. Quart-Format. Gebunden RM 12.—

Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie: Das Buch bringt eine vollständige Zusammenstellung der Reaktionen der künstlichen Kernumwandlung mit den dazugehörigen Daten, ein Literaturverzeichnis und eine Zusammenstellung aller bekannten Isotope. W. Seith.

VERLAG S. HIRZEL / LEIPZIG

Franz Schmidt & Haensch

Berlin

Polarisationsapparate

Spektralapparate

Photometer

Berlin Franz Schmidt & Haensch

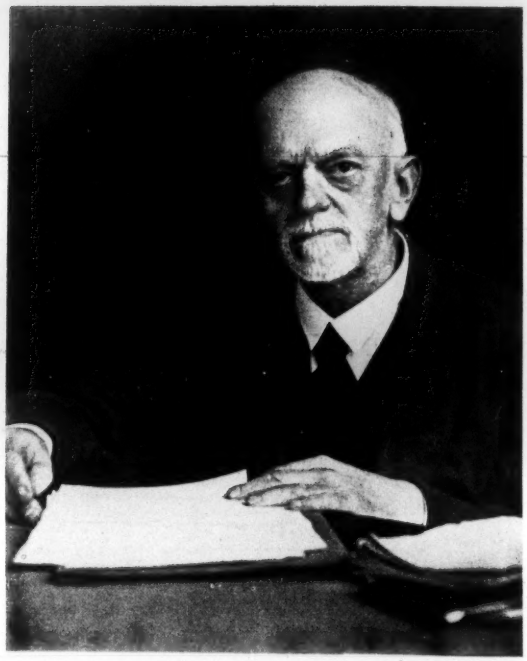
Ultra-Thermostat

nach Höppler

Temperatur-Konstanz ± 0,005°

für angeschlossene Apparate und eingestellte Gegenstände

Gebrüder Haake, Post Hermsdorf bei Dresden



Presse-Hofmann

D. Hilbert.

This material is restricted in use and cannot be quoted by title or abstract for propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 13 — 15. August 1943 — Redaktionsschluß für Nr. 14/15 am 15. August 1943 — 44. Jahrgang

INHALT:

W. Heisenberg, Zum Andenken an David Hilbert. S. 277.

Abhandlungen:

W. Reichel, Vergleichende Untersuchungen über den Einfluß der Stegform auf die Wirkungsweise und den Nutzeffekt von Prallgittervervielfachern. S. 279.

M. Kornetzki, Über die Verschiebung der Curietemperatur durch allseitigen Druck. S. 296

H. Daene und H. Salow, Zur Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronenemission von Isolatoren. S. 302.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 40^{min}$ für Juli 1943. S. 303.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1943. (Schluß.) S. 303.

Besprechungen. S. 306.

Nachrichten. S. 308.

Zum Andenken an David Hilbert

Am 14. Februar 1943 hat David Hilbert, nicht nur der Altmeister der deutschen Mathematik, sondern einer der größten Mathematiker aller Zeiten, die Augen für immer geschlossen. Die mathematischen Leistungen dieses Genies zu würdigen, ist nicht Aufgabe der Physiker. Aber die Trauer um seinen Tod kann uns der Anlaß sein, noch einmal die Arbeiten ins Gedächtnis zurückzurufen, in denen Hilbert die von ihm geschaffenen mathematischen Methoden auf Probleme der Physik angewandt hat.

Es ist gewiß kein Zufall, sondern eher ein Zeichen für die innere Harmonie der Wissenschaften, daß einige zentrale Gebiete der Mathematik, die damals unter Hilberts Führung im Mittelpunkt des Interesses standen, kurze Zeit später in der theoretischen Physik eine entscheidende Rolle spielten. Ich denke hier an die Variationstheorie und die Invarianten, an die Theorie der Integralgleichungen und an die Axiomatik der Geometrie. In allen Fällen hat Hilbert den physikalischen Anwendungen selbst das größte Interesse entgegengebracht. Zuerst sind hier Hilberts Arbeiten über die kinetische Gastheorie und die elementare Strahlungstheorie zu nennen. Die präzise mathematische Formulierung der Frage nach der Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle oder nach der Energieverteilung im Strahlungsgleichgewicht führt, wie schon Boltzmann gezeigt hat, auf Integralgleichungen bzw. Integrodifferentialgleichungen, zu deren Behandlung eben Hilberts mathematische Arbeiten das Rüstzeug geschaffen hatten. Hilbert konnte zeigen, daß nach diesen Methoden aus den Integralgleichungen die wichtigsten physikalischen Sätze der Gastheorie und die genauen Bedingungen für ihre Gültigkeit streng hergeleitet werden können. Dabei lag der Wert dieser Untersuchung nicht so sehr in der Ableitung der physikalischen Sätze, die ja schon bekannt waren, sondern in der damit gewonnenen Einsicht in ihre Struktur, ihre Voraussetzungen und ihren Gültigkeitsbereich.

Eine zweite Gruppe von Arbeiten, in denen sich Hilbert mit den Variationsproblemen der Hamilton-Jacobischen Mechanik befaßt, gehört wohl mehr ins Gebiet der reinen Mathematik. Aber diese Arbeiten sind von ihm später weitergeführt worden im Zusammenhang mit der allgemeinen Feldtheorie, die sich aus dem Gedanken eines Zusammenhanges zwischen Geometrie und Materieverteilung entwickelt hatte. In der allgemeinen Relativitätstheorie spielten ja zwei Hauptinteressengebiete Hilberts: die Axiomatik der Geometrie und die Theorie der Invarianzeigenschaften mathematischer Formen eine gleichwichtige Rolle, und daher war es nur natürlich, daß Hilbert an dieser Entwicklung der modernen Physik aktiv Anteil nahm.

Reproduced and Distributed in the Public Interest by THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

Als ich im Jahre 1921 als Student zum erstenmal in den Göttinger Kreis eintrat und Hilberts Einwirkung an den Menschen spürte, die ich kennenlernte, hörte ich sofort von einem Problem, das ihn damals offenbar besonders interessierte und von dem in seinem Mitarbeiterkreis viel gesprochen wurde. Es handelte sich um die Lösungen der Gravitationsgleichungen in der Näherung, in der man die Abweichungen von der Euklidischen Geometrie als klein voraussetzen darf, und in der daher die Feldgleichungen linear werden. Dieses Problem überstieg damals bei weitem meine physikalischen und mathematischen Kenntnisse, aber ich erinnere mich deutlich des starken Eindrucks, den ich davon empfing, daß eine ganze Gruppe junger Menschen sich scheinbar nur für dieses Problem interessierte. Eine später in diesem Zusammenhang entstandene Untersuchung Hilberts über die Gestalt des Energie-Impulstensors in einer durch ein Variationsprinzip definierten Feldtheorie hat bis in die letzte Zeit hinein in der theoretisch-physikalischen Literatur eine wichtige Rolle gespielt.

Schließlich hat Hilbert indirekt den stärksten Einfluß auf die Entwicklung der Quantenmechanik in Göttingen ausgeübt. Diesen Einfluß wird nur der ganz erkennen können, der im Göttingen der zwanziger Jahre studiert hat. Hilbert und seine Mitarbeiter hatten ja, wenn man so sagen darf, eine Atmosphäre der Mathematik in Göttingen geschaffen, und alle jüngeren Mathematiker waren z. B. auf die Gedankengänge der Hilbertschen Theorie der Integralgleichungen oder auf die lineare Algebra so eingeschult, daß jeder Ansatz, der in dieses Gebiet gehörte, sich hier besser als an irgendeiner anderen Stelle zu einer Theorie entwickeln konnte. Es war ein besonders glückliches Zusammentreffen, daß sich die mathematischen Methoden der Quantenmechanik sehr bald als unmittelbares Anwendungsgebiet der Hilbertschen Integralgleichungstheorie herausstellten. Die Quantenmechanik wuchs so in Göttingen unter der belebenden Wirkung des mathematischen Geistes, den Hilbert in seinem Wirkungskreis verbreitet hatte.

Hilberts Stellung zur Physik und zu den Physikern war wohl durch zwei Faktoren bestimmt: durch das Bewußtsein, daß die Physik immer wieder zu neuen und fruchtbaren Fragestellungen führt, die aus der Phantasie des Mathematikers allein nicht entspringen, und durch die Überzeugung, daß die gewonnenen Fragestellungen schließlich doch nur durch die strengen Methoden der reinen Mathematik bewältigt werden können. Berühmt ist der Ausspruch Hilberts: „Die Physik – ja die ist für die Physiker doch viel zu schwer." Diesen Ausspruch habe ich selbst zwar nicht aus Hilberts Mund gehört, aber ich zweifle nicht an seiner Echtheit. Wenn er auch scherzhaft gemeint war, so drückt er doch etwas ganz Echtes aus: den Respekt vor der Schwierigkeit der Probleme, die in diesem Gebiet des reinen Denkens gestellt sind, und die nur der wirklich empfindet, der einmal alle geistige Kraft zum Niederringen eines solchen Problems angespannt hat.

Hilberts Persönlichkeit aber, so wie sie uns Göttinger Studenten in der Erinnerung geblieben ist, war von einer unbestechlichen Einfachheit. Weder die Jahrzehnte angestrengtester Arbeit, noch der Ruhm, noch die Last vieler Besucher hatten an ihm irgend etwas verändern können; jede Pose, jede Phrase war ihm so völlig fremd, daß er gar nichts damit anzufangen wußte, wenn sie ihm von anderer Seite entgegentrat. Er war als Mathematiker gewohnt, die Probleme stets auf ihre einfachste Wurzel zu reduzieren, und diese Fähigkeit übertrug sich bei ihm in die menschliche Sphäre. –

Die Zeiten, in denen das Gesicht der Universität Göttingen durch David Hilbert bestimmt wurde, sind nun vergangen. Aber seine Arbeit und sein Geist werden wohl noch in die fernste Zukunft hinüberwirken, die unserer Vorstellung überhaupt zugänglich ist.

W. Heisenberg

311

ABHANDLUNGEN

Vergleichende Untersuchungen über den Einfluß der Stegform auf die Wirkungsweise und den Nutzeffekt von Prallgittervervielfachern[1])

Von Wilhelm Reichel

(Mitteilung des Lehrstuhles für theoretische Physik der wehrtechnischen Fakultät an der Technischen Hochschule Berlin und der Fernseh-G. m. b. H., Berlin)

Unter den statischen Vervielfachern nimmt der Prallgittervervielfacher durch seine besonders einfache Bauweise eine Sonderstellung ein. Bei diesem Vervielfacher sind die Elektroden nicht als undurchlässige Flächen, sondern als vielfach durchbrochene Flächen, z. B. als Netze oder Gitter, ausgeführt. Die Prallelektroden bestehen in der einfachsten Form aus senkrecht zur Hauptbewegungsrichtung des Elektronenflusses liegenden feinmaschigen ebenen Netzen. In den meisten Fällen erübrigt sich die Anbringung besonderer, z. B. magnetischer Führungsfelder.

Der Prallgittervervielfacher in seiner einfachen Form ist zuerst von Weiß [1][2]) angegeben und ausführlich behandelt worden. Dabei stellt Weiß fest, daß eine gewisse Abhängigkeit der Ausbeute von der Maschenzahl des Netzes besteht und auch vom Durchlässigkeitsgrad des Netzes. Dies wurde experimentell durch Messung an einem einzelnen Netz gefunden. Gleichzeitig bestand natürlich von vornherein die Erkenntnis, daß der Ausbeutegrad eines Netzes ungünstiger sein müsse als der einer geschlossenen Fläche, da ein Bruchteil der Primärelektronen seinen Weg durch die Netzlücken nimmt. Trotzdem bietet die einfache Form und Anordnung der Elektroden solche Vorteile, daß man den Nachteil einer höheren Stufenzahl beim Gittervervielfacher im Vergleich zu einem Plattenvervielfacher in Kauf nimmt.

Es hat nicht an Vorschlägen gefehlt, diesen Mangel des Vervielfachers zu beheben, und zwar vorwiegend durch besondere Formgebung der Netzdrähte oder Stege.

Dabei wurde an Elektrodenstege mit dreieckförmigem Querschnitt [2] oder an schräg [3, 6] bzw. senkrecht [4, 5] zur Hauptbewegungsrichtung der Elektronen stehende streifenförmige Elektroden gedacht. Auch die Ausbildung der Elektroden als entsprechend gelochte Folie [7] wird erwogen.

Für keine der genannten Anordnungen sind bisher die Feldverhältnisse genauer untersucht worden mit Ausnahme der Anordnung von Krenzien [4], der ein im elektrolytischen Trog ermitteltes Feldbild angibt.

Die vorliegende Arbeit stellt sich die Aufgabe, durch eine ins einzelne gehende Ermittlung der Feldverhältnisse in einem Prallgittervervielfacher den zu erwartenden Einfluß der Netzgestaltung auf die Bahn der Primär- und Sekundärelektronen festzustellen und verschiedene Netzformen hinsichtlich der Nutzleistung zu vergleichen. Die sich hierbei ergebenden Betrachtungen sollen dazu führen, grundsätzliche Regeln über die günstigste Bemessung der Netze hinsichtlich des Bedeckungsfaktors, der Maschenweite und des Netzaufbaues, sowie hinsichtlich des gegenseitigen Abstandes aufeinanderfolgender Netze und der Ausrichtung dieser Netze zueinander zu liefern.

1. Bahnen der Sekundärelektronen im homogenen verzögernden Feld

Die bei einem Prallgittersekundäremissionsvervielfacher auftretenden Verhältnisse können durch folgende rechnerisch erfaßbare Anordnung veranschaulicht werden. Die Elektroden bestehen aus einer streifenartig durchbrochenen Folie in einem homogen ansteigenden elektrischen Feld, die das Potential der Äquipotentialfläche führt, in der sie sich befindet. In diesem Fall wird durch die Folie der linear anwachsende Feldverlauf nicht gestört.

Es wird ferner angenommen, daß auch die Kathode eine ebene Oberfläche hat und daß die Primärelektronen in gleichmäßiger Dichte senkrecht auf die Folie zufliegen. Die an der Oberfläche der Folie austretenden Sekundärelektronen (abgekürzt *SE*) haben verschiedene Austrittsgeschwindigkeit und Austrittsrichtung. Über die Geschwindigkeitsverteilung sind Angaben von Kollath [8] und von Rothe-Kleen [9] gemacht worden. Danach liegt die häufigste Geschwindigkeit bei 3–5 Volt, und die Verteilung verläuft nach einer Kurve, die einer Maxwellschen Verteilung weitgehend ähnlich ist.

Über die Richtungsverteilung sind ebenfalls zusammenfassende Angaben in der genannten Arbeit [8] von Kollath enthalten. Danach kann angenommen werden, daß die senkrechte Austrittsrichtung bevorzugt ist und die übrigen

1) D 83. Gekürzte Wiedergabe einer am 10. August 1942 bei der Wehrtechnischen Fakultät der Technischen Hochschule Berlin, Berlin-Charlottenburg eingereichten Dissertation.

2) Literaturhinweise siehe Verzeichnis am Schluß der Arbeit.

Austrittsrichtungen bei gleicher (absoluter) Austrittsgeschwindigkeit nach einem cos-Gesetz vertreten sind.

Laufen Elektronen gegen ein homogenes Verzögerungsfeld an, so folgen sie Parabelbahnen [10]. Über diese Bahnen läßt sich folgendes aussagen: Die Elektronen verschiedener Anfangsrichtung, aber gleicher Anfangsgeschwindigkeit v_0 durchlaufen Bahnen, deren Scheitel in verschiedenen achsensenkrechten Ebenen liegen, während Elektronen verschiedener Anfangsrichtung, aber gleicher z-Komponente $(v_z)_0$ der Anfangsgeschwindigkeit Bahnen durchlaufen, deren Scheitel in der gleichen achsensenkrechten Ebene liegen. Da sich die Kosinusverteilung auf Elektronen gleicher Anfangsgeschwindigkeit bezieht, werden im folgenden die Bahnen derjenigen SE ermittelt,

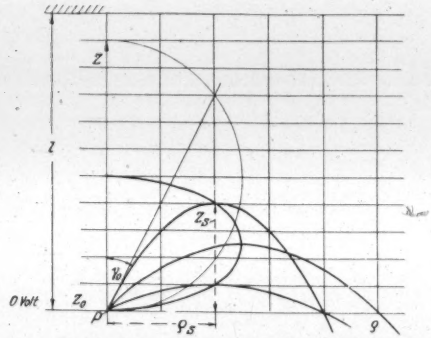


Fig. 1. Bahnen der SE gleicher Anfangsgeschwindigkeit im homogenen Bremsfeld.

die gleiche Anfangsgeschwindigkeit v_0 haben (Fig. 1). Für den Scheitelpunkt der Parabelbahnen sind nach Picht [10], Gleichung (10, 16) bei Berücksichtigung von (10,8*) die Koordinaten, wenn das als homogen vorausgesetzte elektrische Feld durch die von z linear abhängende Potentialverteilung $\varphi = A + Bz$ gegeben ist und die Netzfolie an der Stelle $z = z_0$ liegt.

$$\varrho_s = \varrho_0 + 2\,(z_s - z_0)\,\operatorname{tg}\gamma_0 .$$

$$z_s = z_0 + \frac{(A + Bz_0 - U)\cos^2\gamma_0}{-B} . \qquad (1)$$

Hier ist $eU = \frac{m}{2} v_0^2 + e\varphi_0 = \frac{m}{2} v^2 + e\varphi$ die Energie der Elektronen ($eU = E_{\text{kinetisch}} + E_{\text{potentiell}}$).

Die Austrittsgeschwindigkeit der SE sei $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}}\,(= \varepsilon\, 10^8)$. Hier ist $\varepsilon\,(>0)$ die Voltgeschwindigkeit der SE, $e\,(<0)$ die Ladung und m die Masse der Elektronen. Das Potential der Prallelektrode gegen das der Primärkathode betrage $V\,(>0)$ Volt. Der Abstand zwischen Primärkathode und Prallelektrode sei l. Der auf der Prallelektrode liegende Punkt P habe die Koordinaten $z_0 = 0$ und $\varrho_0 = 0$, die z-Achse weise von der Prallelektrode zur Primärelektrode, und es sei das Potential

$$\varphi_0 = A + Bz_0 = 0$$

mit $A = 0$

$$B = -10^8 \frac{V}{l} .$$

$$z_s = \frac{\varepsilon \cdot l}{V} \cdot \cos^2\gamma_0 . \qquad (2)$$

$$\varrho_s = 2\, z_s \operatorname{tg}\gamma_0 . \qquad (3)$$

$$\varrho_s^2 = 4\,\frac{\varepsilon \cdot l}{V}\, z_s - 4\, z_s^2 . \qquad (4)$$

Dies ist die Gleichung einer Ellipse von der allgemeinen Form

$$y^2 = 2\,px - \frac{px^2}{a} ,$$

in der $p = \frac{2\,\varepsilon l}{V}$ und $a = \frac{\varepsilon l}{2V}$ ist (a ist die in Richtung der z-Achse liegende Halbachse und p die Ordinate im Brennpunkt der Ellipse). Die Scheitelpunkte aller Parabelbahnen von SE mit gleicher Anfangsvoltgeschwindigkeit ε liegen auf einer Ellipse mit den Achsen $a = \frac{\varepsilon \cdot l}{2V}$ und $b = \frac{\varepsilon \cdot l}{V}$.

2. Reichweite der Sekundärelektronen

Die Reichweite w der SE gleicher Anfangsgeschwindigkeit ist begrenzt und, wie aus der Parabelbahn ohne weiteres hervorgeht, gleich $2\varrho_s$. Die Reichweite wird am größten dort, wo auch ϱ_s seinen größten Wert hat. Dies ist bei $\varrho_{s\max} = \frac{\varepsilon \cdot l}{V}$ der Fall. Daraus ergibt sich nach Gleichung (3): die unter $\gamma_0 = 45°$ austretenden SE haben die größte Reichweite. Diese Reichweite w ist doppelt so groß wie die ϱ-Achse der Scheitelellipse, also

$$w = 2\,\frac{\varepsilon \cdot l}{V} , \qquad (5)$$

d. h. für konstantes l und konstantes V ist die Reichweite proportional der Anfangsgeschwindigkeit ε der SE.

Die von einem Punkt P emittierten SE gleicher Anfangsgeschwindigkeit durchstoßen die Ausgangsebene innerhalb eines Kreises, dessen Radius durch den Wert $w = 2\varrho_{s\max} = 2\,\frac{\varepsilon \cdot l}{V}$

bestimmt ist. Innerhalb dieses Kreises sind die SE nicht gleichmäßig verteilt, sondern ihre Dichte an jedem Punkt des Kreises hängt von der Richtungsverteilung ab, die – wie wir oben sahen – einem cos-Gesetz entspricht.

3. Dichteverteilung der Sekundärelektronen

Bei der Ermittlung der sogenannten cos-Verteilung ist nach Kollath [8 und 11] eine Apparatur benutzt worden, in der durch einen gebündelten Primärstrahl SE auf einer SE-emittierenden Fläche ausgelöst werden. Ein schwenkbarer Auffangkäfig mit einer kleinen Eintrittsblende wird auf einem Kreis um den Auftreffpunkt des Primärstrahls herumgeführt und der zu den einzelnen Winkelstellungen zugehörige SE-Strom gemessen, der von dem Käfig abfließt. Für polykristalline sekundäremittierende Materialien ist dabei die Richtungsverteilung der SE durch das cos-Gesetz gegeben. Dieses cos-Gesetz besagt in Analogie zum Lambertschen Gesetz, daß, wenn die Intensität (die Zahl) der SE, die von einem Flächenelement ausgehen, in einer zu der Ausgangsfläche senkrechten Richtung I_0 beträgt, die Zahl der SE in einer Richtung, die mit der senkrechten einen Winkel γ bildet, $I_\gamma = I_0 \cdot \cos\gamma$ beträgt.

Bildlich läßt sich dieser Sachverhalt durch Fig. 2 darstellen. Ein Flächenelement liegt im Mittelpunkt einer Kugel, die gegenüber dem Flächenelement positives Potential führt. Es

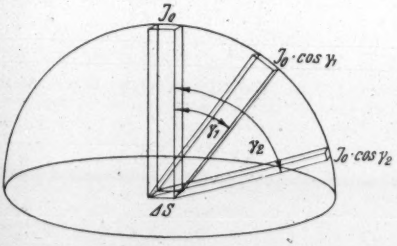


Fig. 2. cos-Verteilung der SE im feldfreien Raum.

bilden sich kugelschalenförmige Potentialflächen aus, welche die diffus austretenden Elektronen in ihrer Anfangsrichtung auf die Kugeloberfläche gelangen lassen. Das Flächenelement strahlt in senkrechter Richtung eine Anzahl I_0 SE pro Zeiteinheit aus. In der gleichen Zeiteinheit werden von dem Flächenelement $I_0 \cdot \cos\gamma_1$ SE unter dem Winkel γ_1 oder $I_0 \cdot \cos\gamma_2$ SE unter dem Winkel γ_2 ausgestrahlt.

Wird nun an Stelle des kugelschalenförmigen Potentialfeldes ein homogenes verzögerndes elektrisches Feld über dem Flächenelement angenommen, so verlaufen die Potentialflächen parallel zur Oberfläche des Flächenelements ΔS. Die senkrecht von einem Punkt P_1 des Flächenelements ΔS ausgehenden SE fallen auf den gleichen Punkt P_1 wieder zurück, so daß alle senkrecht von ΔS ausgehenden SE auf der gleichen Fläche ΔS wieder auftreffen. Die unter einem Winkel γ austretenden SE, die von dem

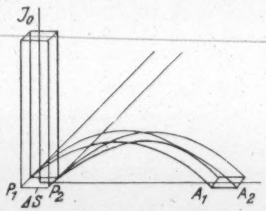


Fig. 3. cos-Verteilung der SE im homogenen Bremsfeld.

Punkt P_1 herkommen (vgl. Fig. 3), durchlaufen eine Parabelbahn und treffen im Punkte A_1 auf. Die unter dem gleichen Winkel von P_2 herkommenden SE treffen im Punkte A_2 auf. Da die Bahnen in beiden Fällen kongruent sind, ist der Abstand P_1P_2 gleich dem Abstand A_1A_2. Dies gilt für beliebige Punkte P_2 des Flächenelements ΔS, so daß alle von einem Flächenelement ΔS herkommenden SE, die das Element unter dem Winkel γ verlassen, auf ein Flächenelement in der Potentialfläche o auftreffen, dessen Ausdehnung gleich ΔS ist.

Auf dieser Grundlage läßt sich die Dichte der SE an jedem Punkt der Potentialfläche o (Fig. 3) wie folgt ermitteln. Die Zahl der von dem Flächenelement ΔS in der Zeit t ausgehenden SE ist proportional der Zahl der auftreffenden Primärelektronen P, proportional dem Sekundäremissionsfaktor η, proportional dem Flächenelement ΔS sowie der Zeit t und proportional dem cos des Austrittswinkels γ.

$$I_0 \sim P \cdot \eta \cdot \Delta S \cdot t \cdot \cos\gamma .$$

Diese SE durchsetzen die Potentialfläche o auf einem Flächenelement ΔS, so daß die Teildichte D[3]) an dieser Stelle der Potentialfläche o sich aus folgender Beziehung ergibt:

$$D \sim \frac{P \cdot \eta \cdot \Delta S \cdot t \cdot \cos\gamma}{\Delta S} = P \cdot \eta \cdot t \cdot \cos\gamma .$$

3) Teildichte, weil die gleiche Stelle der Potentialfläche Null noch von SE einer anderen Anfangsrichtung γ_2 getroffen wird.

Dieselbe Stelle wird außerdem von SE getroffen, die unter einem $\sphericalangle\, \gamma_2 = (90° - \gamma)$ austreten.

Um die Dichte D als Funktion des Abstandes ϱ_1 von dem Flächenelement zu bestimmen, wird die in Gleichung (3) angegebene Beziehung benutzt unter Berücksichtigung der Tatsache, daß $\varrho_1 = 2\,\varrho_s$ ist.

$$\varrho_1 = 4\,\frac{l\varepsilon}{V} \cdot \cos\gamma_0 \sqrt{1 - \cos^2\gamma_0} \qquad (6)$$

$$\cos\gamma = \frac{D}{P \cdot \eta \cdot t}.$$

Die Auflösung nach D ergibt

$$D_{1\,2} = P \cdot \eta \cdot t \left| \sqrt{\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\varrho_1^2}{\left(4\,\frac{l\varepsilon}{V}\right)^2}}} \right. \qquad (7)$$

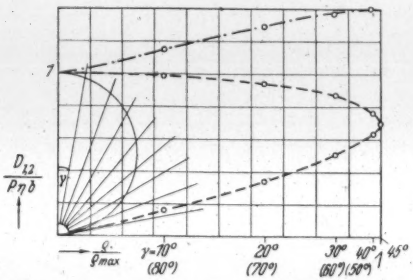


Fig. 4. Dichte der SE in der Ausgangsebene.

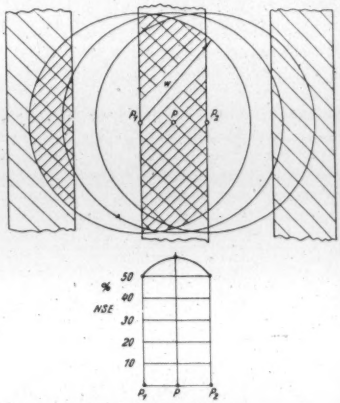


Fig. 5. Aufsicht auf Folienstege mit Streukreisen und örtliche Verteilung der NSE.

Diese Kurve ist in Fig. 4 gezeichnet. Sie hat zwei Zweige, die sich bei $\gamma_0 = 45°$ berühren. Die Summe dieser beiden Kurvenzweige ergibt die strichpunktierte Linie. Diese Summenkurve zeigt, daß die Dichte der SE gleicher Anfangsgeschwindigkeit in der Mitte des Kreises am geringsten ist und nach dem Rande hin zunimmt, um dann bei dem Wert $2\,\varrho_{s\max}$ plötzlich auf Null zu gehen.

4. Einfluß der Stegbreite

Die Prallelektrode möge aus Streifen konstanter Breite, den eigentlichen Prallflächen, bestehen, die durch durchlässige Lücken voneinander getrennt sind. Das Verhältnis der Summe aller Prallflächen zur Gesamtfläche der Elektrode wird als Bedeckungsfaktor b bezeichnet. Um zu ermitteln, welchen Einfluß die Breite der Streifen der Folie bei gleichbleibendem Bedeckungsfaktor auf die Durchlässigkeit der Folienfläche für SE von gleicher Anfangsgeschwindigkeit hat, benutzen wir folgende Darstellung: In Fig. 5 ist die Folienfläche von oben gesehen; die schraffierten Flächen bezeichnen die Folien, unschraffiert sind die Lücken. Ein Punkt P_1 emittiere SE von solcher Anfangsgeschwindigkeit, daß ihre größte Reichweite w durch den Kreis mit dem Radius w wiedergegeben werden kann. Auch der Punkt P und P_2 emittiere in gleicher Weise und ebenso jeder Punkt der Linie $P_2\,P_1$. Es wird ferner angenommen, daß die Dichte der SE, die von einem Punkt ausgehen, in der Folienebene innerhalb des zugehörigen Kreises konstant ist. Diese Annahme weicht von der in Gleichung (7) ermittelten Verteilung ab; wie die Fig. 4 zeigt, beträgt der Fehler bzw. die Abweichung in der Mitte und am Rande 16 Proz. des mittleren Wertes.

Von den von P_1 ausgehenden SE fliegt ein Teil durch die Lücken hindurch, ein anderer Teil trifft auf die Folienstege auf. Der auftreffende Anteil entspricht der eng schraffierten Fläche des Kreises um P_1, der durchfliegende Teil dem Rest der Kreisfläche. Ähnlich läßt sich der Kreis um P und um P_2 in Flächenstücke aufteilen, und entsprechend jeder Kreis um einen beliebigen Punkt der Strecke $P_1 P_2$.

Nach diesem Prinzip wurden die Werte der NSE für jeden Punkt der Strecke $P_1 P_2$ ermittelt und als Ordinaten in Prozenten aufgetragen. Als Mittelwert ergab sich für die in Fig. 5 skizzierte Anordnung eine Ausbeute von 54 Proz. Nutzsekundärelektronen (NSE). Auf entsprechende Weise wurde für verschiedene Stegbreiten S bei jeweils gleichbleibendem Bedeckungsfaktor b der Anteil der NSE ermittelt.

In Fig. 6 und 7 sind die Mittelwerte der NSE in Abhängigkeit von der Stegbreite S aufgetragen, und zwar für verschiedene Bedeckungsfaktoren $b = 50$ Proz. und $b = 66^2/_3$ Proz. Die Stegbreite S ist dabei in Reichweiten w gemessen.

Aus der Kurve $NSE = f(S)$ für den Bedeckungsfaktor 50 Proz. ergibt sich, daß bei einer Stegbreite $S = 0{,}67\ w$ die Zahl der NSE am größten ist und über 50 Proz. hinausgeht.

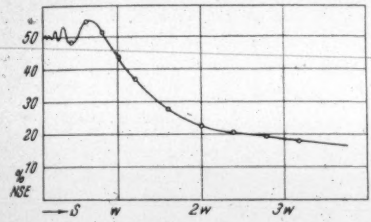


Fig. 6. Mittelwerte der Nutz-SE für $b = 50$ Proz.

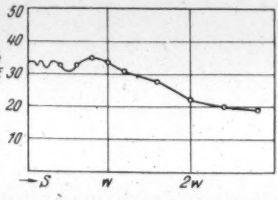


Fig. 7. Mittelwerte der Nutz-SE für $b = 66^2/_3$ Proz.

Bei kleiner werdendem S nähert sich die Zahl der NSE mit immer kleiner werdenden Abweichungen dem Wert 50 Proz., der dem Durchlässigkeitsfaktor $1 - b$ entspricht. Bei größer werdendem S fällt die Zahl der NSE zunächst rasch ab, um dann von $S = 2{,}5\ w$ ab nur langsam zu sinken.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei dem Bedeckungsfaktor $66^2/_3$ Proz. Es kann hieraus die praktische Schlußfolgerung gezogen werden, daß zur Erzielung einer möglichst großen Zahl von NSE die Stegbreite mindestens kleiner als $0{,}7\ w$ gewählt werden muß, wobei w für SE einer bestimmten Anfangsgeschwindigkeit von der Feldstärke des Gegenfeldes abhängt. Für den Fall, daß der Abstand Kathode–Folie beispielsweise 1 mm und die Spannung zwischen Kathode und Folie 70 Volt beträgt, wird die Reichweite w für SE von 2 V Anfangsgeschwindigkeit

$$w = \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot l}{V} = \frac{2 \cdot 1}{70}\, 2 = 0{,}0570 \text{ mm}.$$

Die Stegbreite wird in diesem Fall zweckmäßig kleiner als 0,04 mm gewählt.

5. Einfluß des Bedeckungsfaktors bei kleiner Stegbreite im Verhältnis zur Reichweite

Aus den Kurven, die die Zahl der NSE in Abhängigkeit von der Stegbreite zeigen, ergibt sich, daß alle diese Kurven bei kleiner werdender Stegbreite einem Prozentwert der NSE zustreben, der gleich dem Durchlässigkeitsfaktor des betreffenden Steggitters ist. Der Durchlässigkeitsfaktor gibt das Verhältnis der Lückenfläche zur gesamten Gitterfläche an und ist $= 1 - b$. Da dies für alle Anfangsgeschwindigkeiten gilt, sofern nur die Stegbreite kleiner als etwa ein

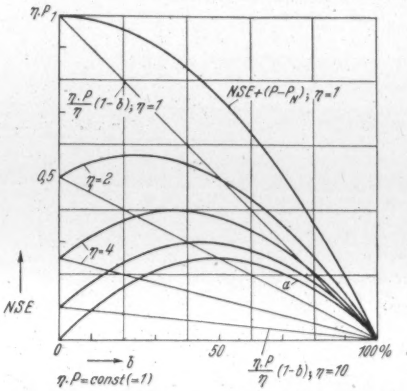


Fig. 8. Anteil der Nutz-SE in Abhängigkeit vom Bedeckungsfaktor.

Drittel der Reichweite ist, läßt sich feststellen, daß für feine Netze, bei denen die Stegbreite kleiner als ein Drittel der Reichweite der langsamsten noch in nennenswerter Zahl vorhandenen SE ist, der Anteil der NSE gleich dem Durchlässigkeitsfaktor ist. Für diesen Fall läßt sich durch eine einfache Betrachtung der günstigste Wert für den Bedeckungsfaktor ermitteln.

In der Fig. 8 ist auf der Abszisse der Bedeckungsfaktor in Prozenten aufgetragen. Er ist links $= 0$, d. h. es ist eine offene Fläche vorhanden, in der Mitte bei 50 Proz. sind die Stegflächen gleich den Lückenflächen, und bei 100 Proz. sind keine Lücken mehr vorhanden. Bei einem Bedeckungsfaktor von 20 Proz. beispielsweise werden 20 Proz. der Primärelektronen aufgefangen, und von den ausgelösten SE fallen 80 Proz. durch die Lücken und nur der Rest von 20 Proz. wird auf den Stegen landen.

Bezeichnen wir die Zahl der gesamten Primärelektronen mit P und die Zahl der nutzbaren, auf die Stege auftreffenden Primärelektronen

mit P_N, so ist $P_N = bP$, wobei b die wirksame Fläche in Prozenten ist. Die Zahl der ausgelösten SE ist abhängig vom Sekundäremissionsfaktor η, so daß $SE_{ges} = \eta \cdot P_N$ ist. Die Zahl der NSE ist wiederum abhängig vom Bedeckungsfaktor, und zwar derart, daß in diesem Fall nicht die auf den Stegen auftreffenden, sondern die durchfallenden Elektronen als Nutzelektronen NSE bezeichnet werden.

$$NSE = (1 - b) \cdot SE_{ges}$$
$$NSE = (1 - b) \cdot \eta \cdot P \cdot b$$
$$NSE = \eta \cdot P \cdot b - \eta \cdot P \cdot b^2,$$

d. h. dies ist die Gleichung einer Parabel, deren Scheitel bei $b = {}^1/_2$ liegt und die sich nach unten öffnet, wie dies in Fig. 8, Kurve a, dargestellt ist. Die gesamte Zahl der durch die Lücken fliegenden Elektronen ist die Summe der Primär- und Sekundärnutzelektronen.

$$NSE + (P - P_N) = \eta \cdot P \cdot (b - b^2) + P \cdot (1 - b).$$

Diese Gesamtausbeute eines einzelnen Netzes ist für verschiedene Werte von η ebenfalls in Fig. 8 dargestellt. Dabei ist aus zeichnerischen Gründen $\eta \cdot P = \text{const} = 1$ für alle Kurven gewählt, so daß die Ordinaten der Kurven für verschiedene Werte von η nicht untereinander unmittelbar verglichen werden können. Je kleiner η ist, um so weiter liegt das Maximum dieser Kurven nach kleinen Werten von b zu. Bei $\eta = 4$ z. B. ergibt sich ein günstigster Bedeckungsfaktor von $b = 35$ Proz., bei $\eta = 10$ ein solcher von $b = 45$ Proz. Bei $b = 0{,}5$ ergibt sich also die Ausbeute zu

$$NSE = 0{,}5 \cdot \eta \cdot P \cdot 0{,}5$$

und für $\eta = 10$ eine Gesamtausbeute von

$$NSE + (P - P_N) = 2{,}5\,P + 0{,}5\,P = 3\,P$$

6. Verhältnisse bei Berücksichtigung der verschiedenen Anfangsgeschwindigkeiten der Sekundärelektronen

Die Verteilung der Anfangsgeschwindigkeiten der SE läßt sich in zwei verschiedenen Formen darstellen. Die integrale Verteilung, die sich bei Anwendung der gebräuchlichen Gegenfeldmethode [11] unmittelbar aus der Messung ergibt, zeigt (siehe z. B. Fig. 9, entnommen aus der Arbeit von Langenwalter [14]) über jedem Punkt der die Voltgeschwindigkeit angebenden Abszisse den Anteil der SE, die eine größere Geschwindigkeit haben als der betreffende Wert der Abszisse. Die gesamte Emission ist im Punkt 0 Volt als Einheit der Ordinate aufgetragen.

Die zweite Darstellungsart gibt die differentiale Verteilung an. Auch hier (Fig. 9) wird zweckmäßig ein relativer Maßstab verwendet, in dem das Maximum der Kurve, also die häufigste Geschwindigkeit, den Wert 1 erhält. Auf

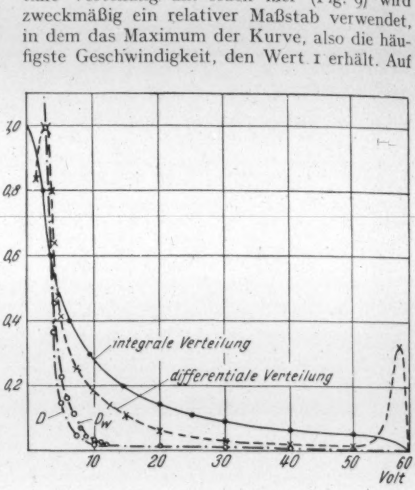


Fig. 9. Verteilung der Anfangsgeschwindigkeiten von SE, die durch PE von 60-Volt ausgelöst sind.

der Abszisse sind die Voltgeschwindigkeiten aufgetragen und über jedem Punkt der Abszisse der Anteil der SE, die die betreffende Geschwindigkeit haben.

Aus den angegebenen Kurven geht hervor, daß bei Sekundärverstärkern hauptsächlich mit langsamen SE der Geschwindigkeit von 0–6 Volt gerechnet werden muß; aus der Arbeit von Langenwalter [14], und zwar besonders der Abb. 4 in jener Arbeit und den daraus abzuleitenden differentialen Verteilungskurven ergibt sich aber, daß auch die schnellen SE namentlich dann nicht zu vernachlässigen sind, wenn mit verhältnismäßig niedrigen Spannungen zwischen Kathode und Prallelektrode gearbeitet wird. In diesem Fall ist nämlich der Anteil der elastisch gestreuten Elektronen, der durch den steilen Endabfall der integralen Verteilungskurve dargestellt wird, verhältnismäßig hoch.

Um ein Bild zu erhalten, wie diese Geschwindigkeitsverteilung sich auf die Dichte der SE in der Ausgangsebene auswirkt, wenn die SE von einem Punkt aus gegen ein homogenes Bremsfeld anlaufen, wird wie bei der Betrachtung über die Stegbreite angenommen, daß die SE gleicher Anfangsgeschwindigkeit $\varepsilon = 2$ Volt eine Kreisfläche mit – nach Gleichung (5) – dem Radius $w_2 = \frac{4 \cdot l}{V}$, die 4-Volt-$SE$ eine Kreisfläche mit

doppelt so großem Radius $w_4 = \frac{8 \cdot l}{V}$ usw. gleichmäßig bestreichen. Betrachten wir die differentiale Verteilung der SE als eine Funktion $Z(\varepsilon)$, d. h. in Abhängigkeit von der Anfangsgeschwindigkeit ε, so ist die integrale Verteilung durch die Beziehung $\int_0^{\varepsilon^*} Z(\varepsilon)\, d\varepsilon$ gegeben. Bei Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der Dichte der SE über den Streukreis ergibt sich für die Dichte

$$D(w_{\varepsilon^*}) = \frac{V^2}{4\pi l^2} \int_{\varepsilon^*}^{\infty} \frac{Z(\varepsilon)}{\varepsilon^2}\, d\varepsilon .$$

Diese Werte sind aus der differentialen Verteilungskurve ermittelt und in Fig. 9, Kurve D, eingetragen. Dabei wurde der relative Maßstab so gewählt, daß für den ε^*-Wert, für den $Z = 1$ gesetzt wurde, auch $D(w_{\varepsilon^*}) = 1$ gesetzt wurde.

Die Vereinfachung, die durch Annahme einer gleichmäßigen Dichteverteilung an Stelle der in Fig. 4 dargestellten gemacht wurde, wirkt sich dahin aus, daß die Anzahl der über den zugehörigen Streubereich verteilten SE in Wirklichkeit nach dem Rande des Streubereiches hin zunimmt. Um nachzuprüfen, in welcher Weise die Dichteverteilung hierdurch beeinflußt wird, ist ein graphisches Integrationsverfahren benutzt worden. Für die ε-Werte 2, 4, 6 ... Volt wurde die zugehörige Dichteverteilung nach Fig. 4 derart eingezeichnet, daß der Mittelwert der Dichteverteilung jeweils gleich dem zugehörigen Wert $\frac{Z(\varepsilon)}{\varepsilon^2}$ war. Dann wurde zu jedem Punkt der Abszisse durch Addition der in diesem Punkt vorhandenen Ordinaten der Dichteverteilung der Summenwert gebildet und dieser auf einen Wert reduziert, daß die sich ergebende Kurve D_w mit der differentialen Verteilungskurve sich an der Stelle schneidet, für die $Z(\varepsilon) = 1$ ist.

Da in jedem Fall die echt reflektierten Elektronen maximal die gleiche Geschwindigkeit haben wie die Primärelektronen, ist der maximale Streukreisradius w nur von dem Abstand der Primärelektrode abhängig. Wird Wert darauf gelegt, daß sich die SE möglichst über einen weiten Bereich des Gitters verteilen, z. B. bei einem Photozellenvervielfacher, so wird man den Abstand von Photokathode zum ersten Netz und auch gegebenenfalls den der weiteren Netze zweckmäßig groß machen. Ist es dagegen beabsichtigt, eine kleine Streuung zu erzielen, so ist es notwendig, den Abstand der Gitter so klein als möglich zu machen. Da dies in manchen Fällen auf Schwierigkeiten stößt, z. B. zwischen Photokathode und erstem Gitter, kann man ein wenig sekundäremittierendes Netz dem Gitter vorschalten und diesem Netz eine verhältnismäßig schwach positive Spannung gegenüber der Quelle der Primärelektronen geben, so daß das Hauptbeschleunigungsfeld zwischen diesem Vornetz und der ersten SE-emittierenden Elektrode liegt. Man erhält dann eine Anordnung kleiner Streuung.

Diese Verhältnisse sind in den Fig. 10a und b veranschaulicht. Dabei ist angenommen, daß die Netze sehr feinmaschig sind, so daß die Stegbreiten klein gegen die Reichweiten der langsamen SE sind. Bei derartig feinen Gittern ist auch der Durchgriff klein, wenn die Feldstärke auf der einen Seite des Gitters größer als die auf der anderen Seite ist. Fig. 10a zeigt eine Anordnung ohne Vornetz mit einer Kathode K mit dem Potential 0 und einem ersten Netz N, das im Abstand von 2 cm angeordnet ist. Die an einem Punkt P des Netzes ausgelösten SE verteilen sich nach Gleichung (5), da hier $\varepsilon \approx V$ ist, auf einen Kreis vom Radius 4 cm unabhängig von der Höhe des Potentials des Netzes. Die über dem Streukreis mit dem Mittelpunkt P gezeichnete Dichtekurve ist der Fig. 9 entnommen. Die Spannung zwischen Kathode und Netz beeinflußt nur den Verlauf der Dichteverteilungskurve innerhalb des Streukreises. Beträgt das Potential z. B. 80 Volt gegen die Kathode, so verteilen sich die SE auf der Kreisfläche nach der z. B. von Langenwalter [14] angegebenen, für 80 Volt gemessenen integralen Verteilungskurve. Folgt ein zweites Netz N_2 im Abstand von 0,5 cm, so hat der Streukreis für die dort ausgelösten SE einen Radius von 1 cm.

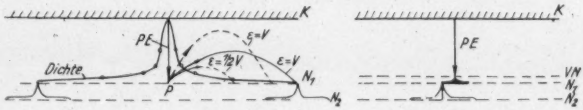


Fig. 10a und b. Einfluß eines Vorgitters auf die maximale Streuung

Fig. 10b zeigt eine Anordnung, bei der vor dem ersten Prallgitter N_1 ein Netz VN in kleinem Abstand vorgeschaltet ist, dessen Potential schwach positiv gegen die Kathode ist. An diesem Netz werden infolge der niedrigen Auftreffgeschwindigkeit der PE kaum SE ausgelöst. Die Streuung der SE an dem Prallgitter N_1 ist klein, entsprechend dem starken Bremsfeld

zwischen dem Prallgitter und dem Vornetz VN, gegen das die SE anlaufen müssen. Es gelingt also auf diese Weise, die Streuung klein zu halten.

7. Einfluß der Dicke der Stege auf die Zahl der nutzbaren Sekundärelektronen

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde die Dicke der Stege außer acht gelassen, es wurden nur die Verhältnisse bei unendlich dünnen Folien untersucht.

Bei der Berücksichtigung der Dicke der Folie werden zwei Hauptfälle unterschieden, die verschiedene Behandlung erfordern. Der erste Fall umfaßt Anordnungen, bei denen die maximale Reichweite w der SE häufigster Anfangsgeschwindigkeit groß gegen die Stegbreite S ist, der andere Fall Anordnungen, bei denen die Reichweite w in der Größenordnung der Stegbreite liegt.

a) Reichweite w ein Vielfaches der Stegbreite S

Zunächst wird von der Annahme ausgegangen, daß der Querschnitt der Stege rechteckförmig ist und daß der Feldverlauf außerhalb der Gitterebene durch das Gitter nicht beeinflußt wird, während innerhalb der Steglücken ein feldfreier Raum herrscht.

Diese Annahme ist so lange berechtigt, als die Bahnen der Elektronen bei dem in Wirklichkeit sich ausbildenden Feldverlauf von den bei dieser Annahme errechneten Bahnen sich nicht wesentlich unterscheiden, d. h. solange die wirkliche Bahn der SE in einem praktisch homogenen Feld verläuft. Dies ist aber der Fall, wenn die größte Reichweite w der SE groß gegen die Stegbreite und Stegabstände ist; dies hängt wiederum von dem Abstand der aufeinanderfolgenden Gitter und dem zwischen ihnen wirksamen Potential ab.

In Fig. 11 ist der Feldverlauf für ein den praktischen Verhältnissen angepaßtes Beispiel gezeichnet. Der Abstand zwischen zwei Netzen ist zu 0,7 mm angenommen, die Netzdicke zu 0,04 mm und der Abstand der Stege zu 0,04 mm; das Potential zwischen zwei Netzen zu 70 Volt. Der Querschnitt der Stege ist quadratisch. Der Feldverlauf ist nach der Methode ermittelt, die von M. J. O. Strutt [17] angegeben ist. Der Feldverlauf wurde im Maßstab 0,04 mm = 10 cm ermittelt und dann in die Fig. 11 übertragen. In der Figur sind sowohl die bei Annahme eines feldfreien Raumes zwischen den Stegen sich ergebenden Bahnen (gestrichelte Linien) von an der Netzfläche ausgelösten SE als auch die unter Berücksichtigung des wirklichen Feldverlaufs sich ergebenden Elektronenbahnen (ausgezogene Linien) eingezeichnet. Die Bahnen in dem sich wirklich ausbildenden Feld wurden für die Austrittsgeschwindigkeiten $\varepsilon = 5$ Volt und $\varepsilon = 20$ Volt und die gleiche Austrittsrichtung nach dem von Rothe-Kleen [18] angegebenen Verfahren ermittelt. In der Nähe der Stege haben bei großer Reichweite w die SE schon Geschwindigkeiten, die groß sind gegenüber den Potentialen, deren Linien noch eine Verzerrung aufweisen. Die SE mit $\varepsilon = 20$ Volt haben z. B. in der Nähe der Potentialfläche von 68 Volt bereits wieder eine Geschwindigkeit von 18 Volt, so daß sie von dem verhältnismäßig schwachen Feld zwischen den Stegen nicht nennenswert beeinflußt werden. Ähnliches gilt auch noch für die SE der häufigsten Anfangsgeschwindigkeit von etwa 5 Volt. Anders liegen die Verhältnisse bei kleiner Reichweite w, da dann die SE das verzerrte Feld kaum verlassen. Die sich dann ergebenden Bahnen bedürfen besonderer Untersuchung.

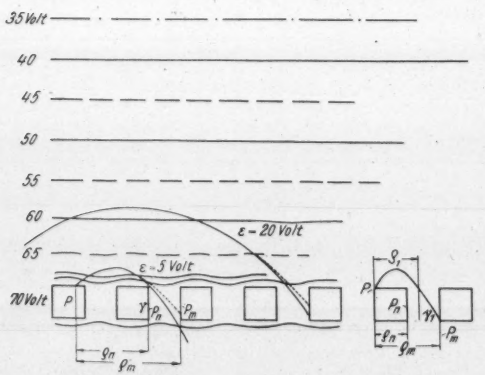


Fig. 11. Steggitter mit Stegen quadratischen Querschnitts, $b = 0{,}5$.

Da die SE die Steglücken praktisch geradlinig durcheilen, werden von den Seitenflächen der Stege alle SE aufgefangen, die in flacher Bahn in die Lücken eintreten, und zwar werden alle SE am Durchtritt gehindert, deren Eintrittswinkel γ größer ist als der durch die Beziehung

$$\operatorname{tg}\gamma_n = \frac{\varrho_m - \varrho_n}{d}$$

gegebene Winkel, wobei d die Dicke der Stege, ϱ_m der Abstand der Kanten P_m und ϱ_n der Abstand der Kanten P_n von dem Ausgangspunkt P der Elektronen ist. Von den übrigen SE gehen auch nicht

alle durch die Lücken hindurch, sondern nur ein Teil, wie sich aus der folgenden Ableitung ergibt.

Betrachtet man die von P ausgehenden SE, so geht aus Fig. 11 hervor, daß von den die Lücke an der Vorderseite der Folie durchsetzenden SE ein Teil auf die Seitenwand P_m der Folie auftrifft, während ein Teil ungehindert hindurchfliegt. Zwischen dem Grenzwinkel γ_1 und dem dazugehörigen Wert ϱ_1 der Elektronenbahn, die den unteren Eckpunkt der Folienkante P_m berührt, besteht die Beziehung

$$\operatorname{tg}\gamma_1 = \frac{\varrho_m - \varrho_1}{d}\,. \tag{8}$$

$$\varrho_1 = \varrho_m - d\operatorname{tg}\gamma_1\,. \tag{9}$$

Der Wert ϱ_1 berechnet sich aus dem Austrittswinkel

$$\varrho_1 = \frac{2l\varepsilon}{V}\sin 2\gamma_1\,. \tag{10}$$

Die rechnerische Lösung wurde durchgeführt; da sie ziemlich zeitraubend ist, wurde in Fig. 12b eine graphische Lösung benutzt, indem die Kurven

$$\operatorname{tg}\gamma_1 = \frac{\varrho_m - \varrho_1}{d}\,, \tag{8}$$

$$\sin 2\gamma_1 = \frac{\varrho_1 \cdot V}{2l\varepsilon} \tag{10}$$

zum Schnitt gebracht wurden.

Die Fig. 12 enthält drei Darstellungen. In Fig. 12a ist ein Gitter aus Stegen quadratischen Querschnitts gezeichnet, dessen Stege die Dicke d und die Breite S haben, wobei $d = S$ ist. Die von P_1 ausgehenden SE haben bei den angenommenen Potentialverhältnissen mit $V = 10$ Volt und $\varepsilon = 5$ Volt eine größte Reichweite von $w = 2\dfrac{l\varepsilon}{V} = l = 10\,S$. An Stelle der Elektronenbahnen sind in Fig. 12a die für die Oberflächenebene des Gitters geltenden Austrittsrichtungen der SE [mit $\gamma \leqq 45°$ (siehe oben)] und — gestrichelt — die in derselben Ebene vorhandenen Einfallsrichtungen der vom Gegenfeld zurückgeworfenen SE gezeichnet.

In Fig. 12b ist außerdem die Dichte D der SE als Funktion von ϱ_1 aus Fig. 4 aufgetragen. Die Gesamtheit der von P_1 in der Zeichenebene ausgehenden SE wird durch die gestrichelt gezeichnete Summenkurve der beiden Zweige der Dichtekurve dargestellt. Im vorliegenden Fall scheidet der untere Zweig der

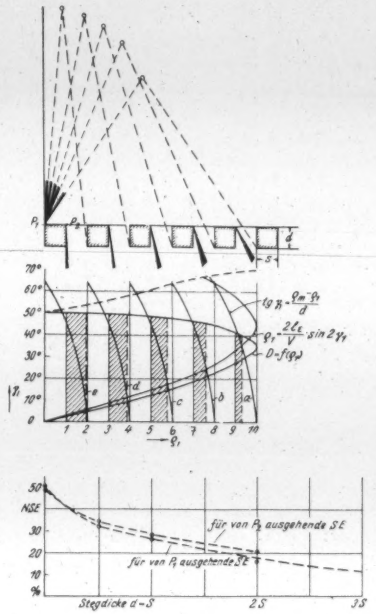


Fig. 12. Einfluß der Stegdicke d auf den Anteil der NSE bei $w = 10\,S$.

Dichtekurve aus, weil er SE entspricht, deren Austrittswinkel größer als 45° ist. Die schraffierten Flächenabschnitte sind proportional dem Anteil der Nutz-SE, die von P_1 in der Ebene senkrecht zur Stegrichtung ausgehen, wenn ihre Fläche in Verhältnis gesetzt wird zur Gesamtfläche, die unter der gestrichelten Linie liegt.

Um den Einfluß der Stegdicke anschaulich zu machen, sind die Punkte für verschiedene Werte von d, und zwar für $d = 0$, $d = 0{,}5\,S$, $d = S$, $d = 2\,S$ und $d = 3\,S$, in Fig. 12c aufgetragen. Hier ist das Verhältnis der die Lücken durchsetzenden NSE zu den insgesamt ausgelösten SE in Abhängigkeit von der Stegdicke d dargestellt. Die Ermittlung ist für SE durchgeführt, die von P_1 ausgehen, und getrennt davon für SE, die vom Punkt P_2 ausgehen. Die Werte weichen etwas voneinander ab. Bei quadratischem Stegquerschnitt $d = S$ beträgt der Anteil der NSE von den insgesamt ausgelösten SE nur 28 Proz. Die übrigen SE treffen auf das Gitter selbst wieder auf. Die Ausbeute wird, wie die Kurven zeigen, in der Ebene senkrecht zu

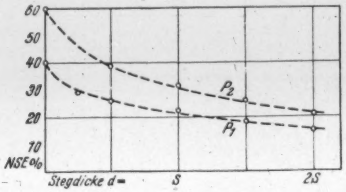


Fig. 13. Einfluß der Stegdicke d auf den Anteil der NSE bei $w = 6\,S$.

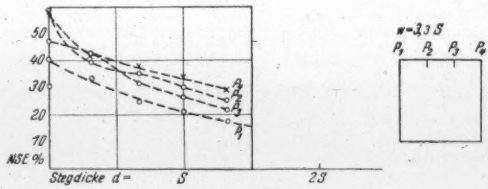


Fig. 14. Einfluß der Stegdicke d auf den Anteil der NSE bei $w = 3{,}3\,S$.

den Stegen mit wachsender Stegdicke immer ungünstiger.

Um die Verhältnisse auch bei anderen Reichweiten w zu ermitteln, wurden entsprechende zeichnerische Lösungen durchgeführt für $w = 6S$ (Fig. 13) und $w = 3{,}3\,S$ (Fig. 14). Dabei zeigt sich, daß die Werte für von verschiedenen Punkten der Stege ausgehende SE sehr verschieden ausfallen, daß aber mit ähnlichen Mittelwerten bei quadratischem Stegquerschnitt gerechnet werden kann. Bei weiterer Verkleinerung der Reichweite der SE, also entweder für noch langsamere SE bei gleichbleibender Feldstärke oder bei weiterer Vergrößerung der Feldstärke bei gleichbleibender Austrittsgeschwindigkeit trifft nicht mehr die eingangs gemachte Voraussetzung zu, daß die Bahnen der SE zwischen den Stegen genügend geradlinig verlaufen, damit die Annäherung der hier benutzten Betrachtungsweise noch zulässig ist.

Bisher wurden in diesem Abschnitt stets nur Bahnen von SE betrachtet, die in einer Ebene liegen, welche die Gitterstäbe senkrecht schneidet. Werden in die Betrachtung auch SE einbezogen, deren Bahnen in einer Ebene mit dem Winkel ψ gegenüber dieser Ebene verlaufen, so ergibt sich, wie die genauere, hier nicht wiedergegebene Ableitung zeigt, eine unbedeutende Steigerung des Anteils der NSE im Vergleich zu den Verhältnissen in der senkrechten Ebene.

Die Ausbeute eines Gitters mit Stegen von quadratischem Querschnitt und $b = 0{,}5$ beträgt demnach $NSE = 0{,}5\,\eta \cdot P \cdot 0{,}3$, wobei sich der Wert von 0,3 aus den Fig. 12c, 13 und 14 ergibt.

Die Gesamtausbeute ist bei $\eta = 1$

$$NSE + (P_u - P_u) = 0{,}5 \cdot 1 \cdot P \cdot 0{,}3 + 0{,}5\,P = 2\,P.$$

Die Anteile der NSE werden durch den tatsächlichen Feldlinienverlauf verbessert im Vergleich mit den errechneten Werten, da die Bahnen der SE durch das Feld zwischen den Stegen derart abgebogen werden, daß ein größerer Anteil von SE durch die Lücken hindurchfällt als bei geradliniger Bahn. Die errechneten Werte stellen daher eine untere Grenze dar.

b) Reichweite w in der Größenordnung der Stegbreite S

Liegt die Reichweite w in der Größenordnung der Stegbreite S, so trifft die Voraussetzung nicht mehr zu, daß das Feld innerhalb der Steglücke als homogen angenommen werden kann. In Fig. 15 ist beispielsweise ein Bild der Potentialflächen gezeichnet für den Fall, daß die Gitter einen so kleinen Abstand haben, daß er in der Größenordnung der Stegbreite und Stegdicke liegt, und zwar ist der Gitterabstand gleich der Stegbreite S gewählt. Für den Fall, daß die Austrittsgeschwindigkeit $\varepsilon = {}^1/_4$ der Stufenspannung V ist, sind Elektronenbahnen gezeichnet. Die Reichweite w würde bei homogenem Verzögerungsfeld gleich ${}^1/_2\,S$ sein. Diese Reichweite wird für die in der Mitte des Steges ausgelösten, unter 45° austretenden SE annähernd verwirklicht werden, da unmittelbar vor der Stegoberfläche das Feld ziemlich homogen ist. Innerhalb der Lücken jedoch wird ein großer Anteil der NSE stark beschleunigt und daher die Steglücken des nächsten Gitters durchlaufen, ohne aufzuprallen. Einige SE werden an den Seitenwänden des nächsten Steges auftreffen, und nur ein kleiner Teil wird auf die Vorderseite des nächsten Steges aufschlagen. Da für die weitere Vervielfachung aber nur die NSE eine Rolle spielen, die wirklich auf die Stege des nächsten Gitters oder dessen Seitenwände gelangen, wird es zweckmäßig sein, mit einem weniger starken beschleunigenden Feld zwischen den Gittern zu arbeiten oder den Gitterabstand im Verhältnis zu den Abmessungen der Stege größer zu wählen.

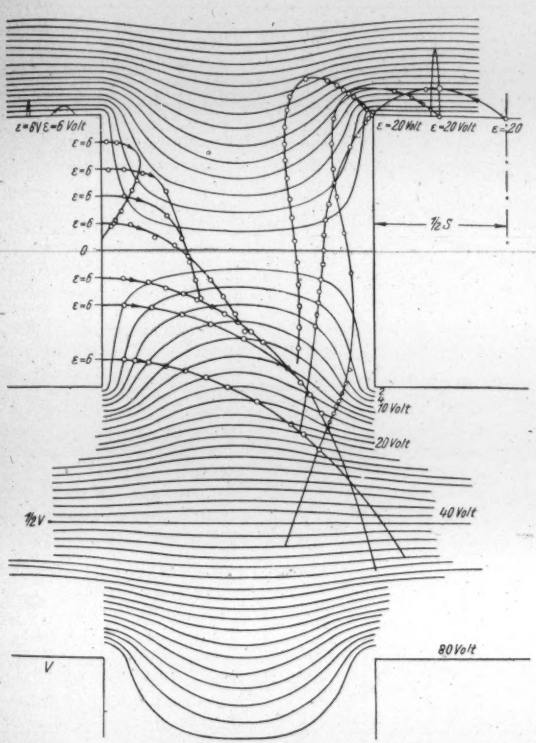


Fig. 15. Steggitter mit quadratischem Stegquerschnitt, Gitterabstand gleich Stegbreite.

8. Berücksichtigung der Einfallrichtung der Primärelektronen

Bei schrägem Einfall der Primärelektronen wächst die Zahl der ausgelösten SE mit steigendem Einfallswinkel. Diese Abhängigkeit ist jedoch bei kleiner Geschwindigkeit der Primärelektronen bis zur Größenordnung von 100 Volt recht gering [19, 8]. Sie wird erst nennenswert bei Geschwindigkeiten von 800–1000 Volt [20]. Derartig hohe Beschleunigungsspannungen werden aber aus betrieblichen Gründen bei Sekundärverstärkern sehr selten zur Verfügung stehen. Es ist also die Ausbeutesteigerung durch schräge Inzidenz der Primärelektronen bei unendlich dünnen Folien, wenn nicht andere Gesichtspunkte dazukommen, nur gering.

Anders dagegen liegen die Verhältnisse bei Stegen von erheblicher Stärke. Schon bei senkrechtem Einfall werden einige Primärelektronen durch das in den Lücken sich ausbildende Feld auf den Seitenwänden der Stege auftreffen. Da jedoch die ablenkende Feldkomponente an einer Stelle auf die Primärelektronen einwirkt, wo diese schon meist sehr stark beschleunigt sind, und da diese Feldkomponente verhältnismäßig schwach ist, wird kein nennenswerter Anteil der Primärelektronen auf die Seitenflächen auftreffen.

Es besteht nun die Möglichkeit, die Gitterfläche schräg zur Richtung der PE anzuordnen, um möglichst sämtliche PE zum Auftreffen am ersten Steggitter zu bringen. Wird angenommen, daß die PE verhältnismäßig hohe Geschwindigkeit haben und durch das Feld unmittelbar vor dem Steggitter praktisch nicht beeinflußt werden, so würden z. B. bei quadratischem Stegquerschnitt und einem Einfallswinkel der PE von 45° sämtliche PE auf den Stegen auftreffen, und zwar die eine Hälfte auf der Stegoberfläche, die andere Hälfte auf den Stegseitenflächen. Es soll nun untersucht werden, welchen Anteil an NSE die Seitenwände der Stege liefern. Für die auf die Stegoberfläche auftreffenden PE gelten die im Abschnitt 7b ermittelten Bedingungen. Es muß neu untersucht werden, welche Verhältnisse sich für die an den Seitenflächen ausgelösten SE ergeben.

Dabei werden wieder wie im Abschnitt 7 die Fälle verschieden behandelt, bei denen die Reichweite w groß gegen die Stegbreite und in denen sie in der gleichen Größenordnung wie diese ist.

9. Steggitter mit quadratischem Stegquerschnitt und Bedeckungsfaktor $b = 0{,}5$

Der Betrachtung wird ein Steggitter zugrunde gelegt, wie es in Fig. 11 dargestellt ist. Für die dort angenommenen Potentialverhältnisse sind einige Bahnen von SE in Fig. 16 eingezeichnet, die mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 5 Volt, 2 Volt und 0,6 Volt senkrecht aus der Stegwand austreten. Es zeigt sich, daß das

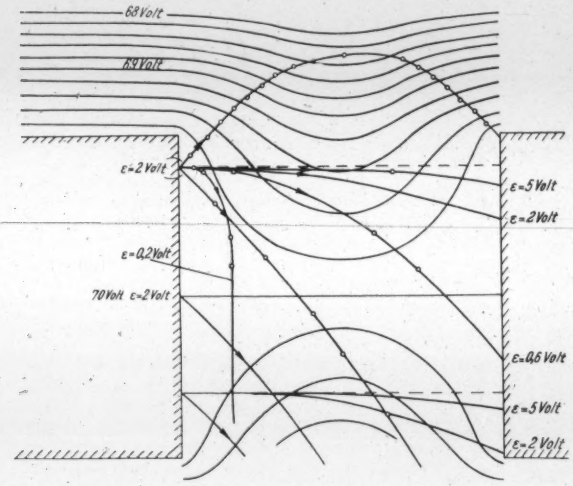


Fig. 16. Bahnen von an den Stegseiten ausgelösten SE.

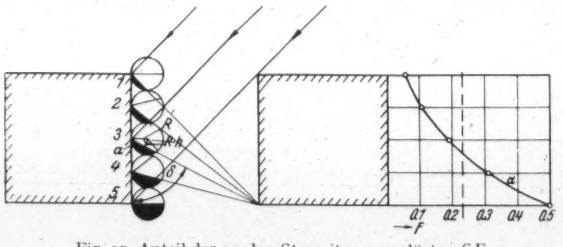


Fig. 17. Anteil der an den Stegseiten ausgelösten SE.

gemacht, daß der Raum zwischen den Stegen feldfrei sei, während vor und hinter den Stegen ein homogenes Beschleunigungsfeld liegt. Diese Annahme erscheint auf Grund der Bahnen in Fig. 16 für SE von mehr als 2 Volt Austrittsgeschwindigkeit gerechtfertigt.

Es wird ferner angenommen, daß die Richtungsverteilung der von einem Punkt P ausgehenden SE dargestellt werden kann durch eine Kugel, deren Oberfläche den Punkt P berührt und die der geometrische Ort für die Endpunkte aller Vektoren ist, deren Größe und Richtung die Intensität der Emission in der betreffenden Richtung angibt.

Der auf der Stegseite (Fig. 17) senkrecht stehende Durchmesser der Kugel gibt die Hauptaustrittsrichtung der SE an. Betrachten wir einen Punkt P_1 an der obersten Stegkante, so liegt die Emissionskugel zur Hälfte im feldfreien Raum zwischen den Elektroden, zur Hälfte im Raum des Beschleunigungsfeldes vor dem Gitter. Die Hälfte aller SE muß daher gegen das Feld anlaufen und kehrt auf Parabelbahnen in die Ausgangsebene zurück. Diese SE können zum Teil schwache Feld zwischen den Stegen wiederum nur eine schwache ablenkende Wirkung hat und daß die senkrecht austretenden SE auf der gegenüberliegenden Wand auftreffen, während die nach unten gerichteten SE in das Saugfeld hinter dem Gitter gelangen. Die nach oben gerichteten SE laufen in das Bremsfeld auf der Vorderseite des Steggitters hinein und verhalten sich dort entsprechend den im vorigen Abschnitt behandelten Bedingungen ähnlich wie die SE, die auf der Vorderseite des Gitters austreten. Auf Grund der früher angestellten Betrachtungen ergibt sich, daß von diesen SE nur solche durch das Steggitter gelangen können, deren Austrittswinkel in der Vorderebene der Gitterfläche kleiner als 45° ist.

Um einen Überblick zu gewinnen, wird zunächst auch hier die vereinfachende Annahme durch die Steglücken laufen und gelangen so gleichfalls in das Beschleunigungsfeld. Die andere untere Hälfte der Kugel stellt Endpunkte von Bahnvektoren dar, die ihre Richtung beibehalten, da sich die Elektronen hier in einem feldfreien Raum bewegen. Alle SE, deren Bahnen oberhalb einer Ebene liegen, die durch den Punkt P_1 und die gegenüberliegende untere Stegkante geht, gelangen auf die gegenüberliegende Stegseite und werden nicht ausgenutzt. Nur die unterhalb dieser Ebene liegenden Vektoren stellen NSE dar.

Wird der Inhalt der Kugel als Emissionseinheit bezeichnet, so stellt der Inhalt des unteren Kugelabschnitts im Verhältnis zum gesamten Inhalt der Kugel den Anteil der NSE an der gesamten Emission des Punktes P_1 dar, der unmittelbar und ungehindert in das hinter

dem Gitter liegende Saugfeld gelangt. Dieser Kugelabschnitt V wird immer größer, je weiter man an der Stegseite nach unten wandert, und beträgt am Punkt P_5 die Hälfte der gesamten Kugel.

Die rechnerisch ermittelten Werte von V, d. h. die Werte der NSE in Abhängigkeit vom Winkel δ, sind in Fig. 18 dargestellt. Aus dieser

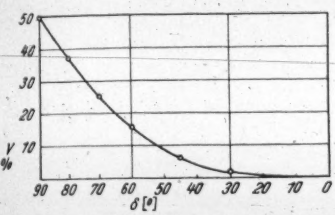


Fig. 18. Inhalt V des Kugelabschnitts als $f_{(\delta)}$.

Figur sind dann die Werte entnommen, die sich für die Punkte 1 . . . 5 der Fig. 17 ergeben. Der Mittelwert dieser Kurve beträgt 23 Proz., d. h. von den an der Stegseite ausgelösten SE gelangen 23 Proz. unmittelbar in das Saugfeld.

Ein ebenso großer Anteil der SE nimmt seinen Weg zur Vorderseite des Steggitters. Von diesem werden aber alle am Durchtritt gehindert, für die der Austrittswinkel γ größer als der durch die Beziehung $\operatorname{tg} \gamma_n = \frac{S}{d}$ gegebene Winkel ist. Für $S = d$ muß γ_n kleiner als 45° sein, damit überhaupt die Möglichkeit zum Durchtritt durch das Netz besteht. Ein Austrittswinkel $\gamma_n < 45°$ ist nur bei $\delta > (180 - 45°)$ vorhanden. In den Raumwinkel, der von $\delta = 45°$ begrenzt wird, gelangen nur 5,8 Proz. der SE. Von diesen werden nach Fig. 12c nur 30 Proz. bei $S = d$ hindurchgelassen, so daß die nach oben emittierten SE nur sehr wenig zu den NSE beitragen.

Die Ausbeute setzt sich also zusammen aus den an der Vorderseite ausgelösten SE, von denen $0{,}5\,\eta \cdot P \cdot 0{,}3$ ausgewertet werden, und den an den Seitenwänden ausgelösten SE, von denen 23 Proz. direkt ausgenutzt und ein Bruchteil von $0{,}5\,\eta \cdot P \cdot 0{,}058$ nur zum kleinen Teil (etwa 30 Proz.) ausgenutzt werden.

Wenn diese Betrachtungen (wegen der vereinfachten Annahmen) in den Zahlenwerten auch nur angenähert gelten, so zeigen sie doch, daß rund die Hälfte der ausgelösten SE auf die gegenüberliegende Seitenwand auftreffen und damit nicht mehr zur weiteren Vervielfachung beitragen.

Dieser Anteil wird niedriger, wenn das in Wirklichkeit entstehende ablenkende Feld zwischen den Stegen mit in Betracht gezogen wird. Bei dem in Fig. 16 gezeichneten Beispiel werden z. B. SE von $\varepsilon = 0{,}2$ Volt Anfangsgeschwindigkeit auch bei senkrechtem Austritt an der oberen Stegkante noch durch die Lücke gelangen; je größer die Feldstärke zwischen den Stegen wird, um so mehr werden auch SE höherer Anfangsgeschwindigkeit ähnliche Bahnen nehmen. Wenn schließlich auch die SE mit 15—20 Volt Anfangsgeschwindigkeit in ähnlicher Weise abgelenkt werden, kann praktisch der größte Teil der SE, die auf die Seitenwand auftreffen, als NSE betrachtet werden.

Diese Überlegung könnte dazu führen, Anordnungen zu bevorzugen, bei denen die Feldstärke zwischen den Stegen nicht vernachlässigbar ist. Dabei entsteht aber der Nachteil, daß die langsamen SE sowohl an der Vorderseite der Stege als auch im Bereich des Bremsfeldes an den Seitenwänden nur kleine Reichweiten haben, so daß sie auf den Steg, von dem sie ausgehen, zurückfallen. Derartige Bahnen sind in Fig. 15 dargestellt. Eine Steigerung der Feldstärke ist daher nur so lange berechtigt, wie die auf diese Weise ungenutzt bleibenden langsamen SE einen kleinen Bruchteil der gesamten SE ausmachen, d. h. solange es sich bei den hierdurch ungenützt bleibenden SE nur um SE von etwa 1 Volt handelt.

Um von den nach der Vorderseite der Stege laufenden SE, die von der Stegseitenwand ausgehen, möglichst wenig aufzufangen, wird es daher bei schrägem Einfall der PE zweckmäßig sein, die Stegbreite klein zu machen, d. h. hochkantige Stege zu verwenden, die im folgenden Abschnitt behandelt werden.

10. Gitter mit senkrechten Stegen

Auch bei Verwendung senkrechter hochkantiger Stege (Fig. 19) sind die beiden Extremfälle zu unterscheiden, bei denen entweder das

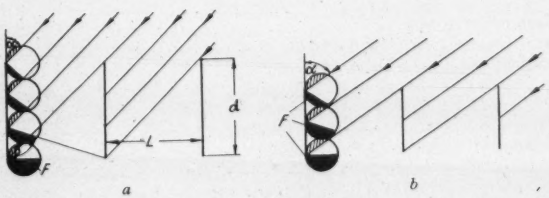


Fig. 19. Gitter mit Hochkantstegen. a) Einfallswinkel α der Primärelektronen = 45°; b) Einfallswinkel der Primärelektronen = 56°.

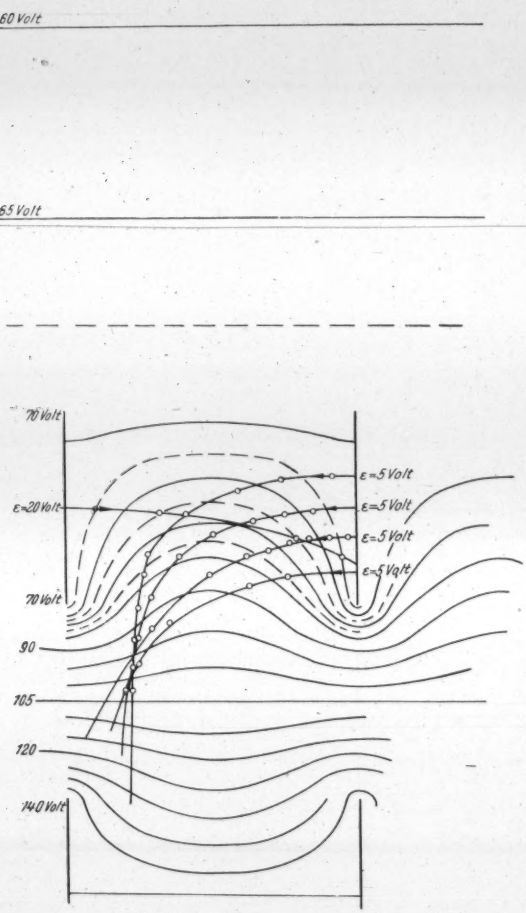


Fig. 20. Bahnen von SE bei Gittern aus Hochkantstegen.

Feld zwischen den Stegen die Bahnen der SE nicht nennenswert beeinflußt oder bei denen die SE in Richtung des ansteigenden Potentials abgelenkt werden. Im ersten Falle werden bei dem in Fig. 19a dargestellten Gitter mit $d = L$ etwa ein Viertel der SE, aber in diesem Fall ein Viertel sämtlicher SE, ungehindert das Gitter durchlaufen, ein weiteres Viertel wird gegen das Feld vor den Stegen anlaufen und zum Teil durch die benachbarten Steglücken hindurchfallen.

Eine ähnliche Ermittlung wie im Zusammenhang mit Fig. 12 ergibt, daß für einen Einfallswinkel α der PE von 45° und bei $d = L$ (Fig. 19a) die Ausbeute

$$NSE = \eta \cdot P \cdot 0{,}26 + \eta \cdot P \cdot 0{,}009 \cdot 03$$

$$NSE = \eta \cdot P \cdot 0{,}287$$

beträgt, bei $\alpha = 56°$ dagegen (Fig. 19b)

$$NSE = \eta \cdot P \cdot 0{,}31 + \eta \cdot P \cdot 0{,}2 \cdot 0{,}1.$$

Noch günstiger werden die Verhältnisse, wenn zwischen den Stegflächen ein Saugfeld vorhanden ist, wenn also die Reichweite w in der Größenordnung des Abstandes der Stege liegt. Wird z. B. die Anordnung der Fig. 15 so abgeändert, daß an Stelle der Stege mit quadratischem Querschnitt solche mit flachem Hochkantquerschnitt gesetzt werden, so werden die SE weitgehend in Richtung auf dieses nächste Netz abgesaugt werden. Fig. 20 dient zur Untersuchung einer solchen Anordnung. Dabei wird erkennbar, daß der Anordnung noch folgende Mängel anhaften:

1. Es gibt einen größeren Anteil von SE, die die gesamte Anordnung durchlaufen werden, ohne überhaupt auf einen der Stege aufzutreffen.
2. Die schnellsten SE gelangen auf die gegenüberliegende Stegseite.
3. Die schräge Inzidenz unter gleichförmigem Einfallswinkel läßt sich nur beim ersten Gitter erzielen.

Diese Mängel werden zum Teil bei einer Anordnung mit schräggestellten Stegen vermieden.

11. Gitter aus schrägen Stegen

Auch hier sind wieder die in den vorigen Abschnitten diskutierten zwei Hauptfälle zu unterscheiden.

Im Falle großer Reichweiten w der SE ergibt sich an Hand von Fig. 21 folgendes Bild: Bei der hier dargestellten Anordnung haben die

Stege eine Neigung von 45° gegen die Gitterfläche. Je nach der Einfallsrichtung der Primärelektronen wird ein größerer oder geringerer Anteil der PE von den Stegen aufgefangen. Bei dem in der Figur dargestellten Einfallswinkel von 45° werden sämtliche PE zum Auftreffen an den Stegen gebracht. Bei einem Einfallswinkel entgegengesetzter Neigung von 45° würden sämtliche PE ungehindert das Gitter durchsetzen. Bei der folgenden Betrachtung wird der günstigste Einfallswinkel, der in der Zeichnung dargestellt ist, angenommen. Von den SE werden nur wenige, und zwar nur etwa 4 Proz. direkt das Gitter durchsetzen.

Von den nach oben gerichteten SE wird ein Anteil von der gegenüberliegenden Stegseite aufgefangen und ein weiterer Anteil in das Gegenfeld gelangen, das oberhalb der Gitterebene angenommen wird. Der Anteil dieser nicht von den Stegseiten aufgefangenen SE beträgt nach Ermittlung der entsprechenden Werte δ und V rund 77 Proz.

Von diesen 77 Proz. werden aber wieder nicht alle durch das Gitter hindurchgelangen. Der Bedeckungsfaktor eines derartigen Netzes ist verschieden für SE verschiedenen Einfallswinkels γ, und zwar $b = 0$ Proz. bei Einfall der PE parallel zu den Stegflächen, dagegen $b = 50$ Proz. für $\gamma = 0$. Aus der Fig. 21 wurden die b-Werte folgender Tabelle ermittelt:

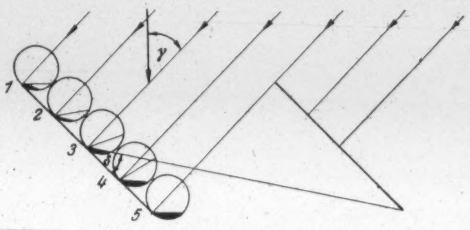


Fig. 21. Gitter mit schrägen Stegen.

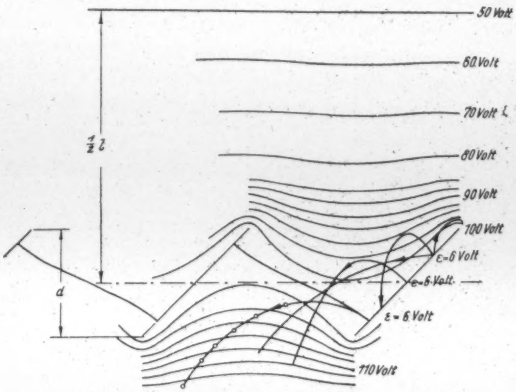


Fig. 22. Feldbild und Elektronenbahnen für Gitter mit schrägen Stegen, $l = 5\,d$.

γ [o]	b [Proz.]	$b \cdot \cos\gamma$ [Proz.]
0	50	50
13	37,5	36,5
27	25	22,5
37	12,5	9,9
45	0	0
		118,9 : 5 = 23,8 Proz.

Um zu berücksichtigen, daß SE mit einem Austrittswinkel von 45° entsprechend der cos-Verteilung am meisten vorhanden sind und daß die Zahl der SE mit kleiner werdendem Winkel γ abnimmt, sind die Werte des Bedeckungsfaktors in der Tabelle mit dem Wert $\cos\gamma$ zur Berichtigung multipliziert. Es ergibt sich ein mittlerer Bedeckungsfaktor von 23,8 Proz. Daraus folgt, daß von den rund 77 Proz. SE, die in das Gegenfeld gelangen, etwa 76 Proz. durch das Gitter zurücklaufen, d. h. ein Anteil von 57 Proz. aller SE. Dies ist ein verhältnismäßig günstiger Wert.

Die Ausbeute dieser Anordnung errechnet sich daher mit $b = 0{,}5$ zu

$$NSE = 0{,}5\,\eta \cdot P \cdot 0{,}57 + 0{,}5\,\eta\,P \cdot 0{,}04$$
$$NSE = 0{,}305\,\eta\,P.$$

Bei einem Einfallswinkel der PE von 45° ergibt sich eine volle Ausnutzung der PE und demnach ein Wert von

$$NSE = \eta\,P \cdot 0{,}57 + \eta \cdot P \cdot 0{,}04$$
$$NSE = 0{,}61\,\eta\,P.$$

Auch im Falle der kleinen Reichweite liegen die Verhältnisse günstig, wie aus Fig. 22 hervorgeht. Diese Figur zeigt ein Gitter mit schrägen Stegen, das in einer Entfernung von $l = 5\,d$ vom vorhergehenden und nachfolgenden Gitter

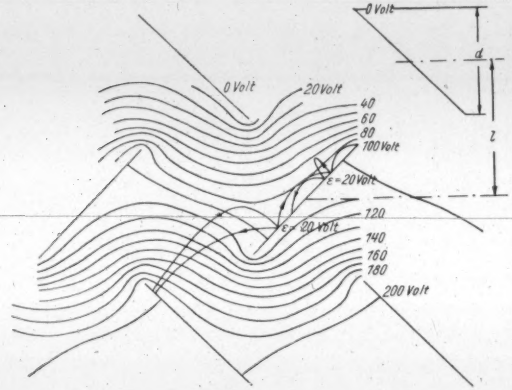


Fig. 23. Feldbild und Elektronenbahnen für Gitter mit schrägen Stegen, $l = 1{,}25\ d$.

angeordnet ist, wobei d die Dicke des Gitters ist. Der Abstand ist so groß, daß die Form der einzelnen Gitterstäbe auf das Feld des nächsten Steggitters keinen nennenswerten Einfluß hat. Daher ist es auch ohne Einfluß auf die Feldausbildung, ob die Stege des nächsten Gitters die gleiche Lage haben wie die des dargestellten Gitters oder ob sie gegebenenfalls entgegengesetzte Neigung aufweisen.

In Fig. 23 ist eine Anordnung dargestellt, bei der die Gitter so dicht aufeinanderfolgen ($l = 1{,}25\ d$), daß die Stege der aufeinanderfolgenden Gitter das Feld der benachbarten Gitter beeinflussen. Die Stege haben bei der dargestellten Anordnung abwechselnde Neigung, um die SE, die von dem vorhergehenden Gitter kommen, am nächsten Gitter möglichst gut aufzufangen. In beiden Figuren ist eine Potentialdifferenz von 100 V zwischen den Gittern angenommen, und es sind die Äquipotentiallinien und einige charakteristische Elektronenbahnen eingezeichnet.

Die beiden Anordnungen stimmen darin überein, daß das Saugfeld nur an einem kleinen Teil der Stegoberfläche angreift. Dies wäre nicht unbedingt von Nachteil, wenn das Bremsfeld nur einen günstigen Verlauf und nicht zu große Feldstärke hat. Bei den in Fig. 23 dargestellten Verhältnissen ist aber das Bremsfeld so stark, daß die Reichweite der SE mittlerer Geschwindigkeit im Gegenfeld nur einen kleinen Bruchteil der Stegbreite beträgt, so daß die meisten im Bereich des Gegenfeldes ausgelösten SE auf den Steg auftreffen und für die weitere Vervielfachung ausscheiden. Bei der Anordnung nach Fig. 21 dagegen sind die Verhältnisse günstiger. Hier werden alle SE, die im Bereich des Gegenfeldes ausgelöst werden und eine Ausgangsrichtung haben, die in Richtung des beschleunigenden Feldes liegt, in das Saugfeld gelangen, sofern ihre Anfangsgeschwindigkeit nur über etwa 7 Volt liegt.

An Hand der Fig. 22 läßt sich durch Vergleich mit den früher behandelten Beispielen abschätzen, welcher Anteil der SE die gewünschte Richtung nehmen wird. Fällt man von der Oberfläche der Elektrode Lote auf die im Abstand von etwa 5 Volt liegende Potentiallinie, so werden alle SE mit etwa 5 Volt Austrittsgeschwindigkeit und mit Austrittsrichtungen, die auf der einen Seite des Lotes liegen, auf die Ausgangselektrode zurückfallen; alle diejenigen, deren Austrittswinkel auf der anderen Seite des Lotes liegt, werden aber durch das Gegenfeld so abgelenkt, daß sie sich in das Saugfeld hineinbewegen. Da die Potentiallinie von -5 Volt gegen das Stegpotential zur Stegoberfläche eine ziemliche Neigung aufweist, wird der größere Anteil der SE in das Saugfeld hineingelenkt, und nur ein verhältnismäßig kleiner Anteil fällt auf den Steg zurück.

Der Vergleich der beiden Figuren 22 und 23 zeigt, daß eine zu große Erhöhung der Feldstärke zwischen den Stegen bei dieser Anordnung ungünstig wirkt, daß jedoch verhältnismäßig günstige Werte bei größeren Netzabständen erhalten werden können.

12. Gitter mit Stegen von rundem Querschnitt

Wir wenden uns nun Gittern mit rundem Stegquerschnitt zu. Diese Form nähert sich der praktisch häufig benutzten Netzform, bei der die Netze aus Drähten runden Querschnitts geflochten sind. Diese Stegform wurde nach den gleichen Grundsätzen behandelt wie die bisher untersuchten Stegformen, wobei die rückläufigen, die direkt durchfallenden und die von den Stegen aufgefangenen SE getrennt ermittelt wurden.

Der Mittelwert der NSE beträgt 30 Proz. Zieht man in Betracht, daß bei $b = 0{,}5$ nur 0,5 PE auftreffen können, so ist die Ausbeute $= 0{,}5\ P \cdot \eta \cdot 0{,}3 = 0{,}15\ \eta\ P$. Dieser Wert ist stark vom Bedeckungsfaktor b abhängig. Wird ein Gitter mit runden Stegen und einem

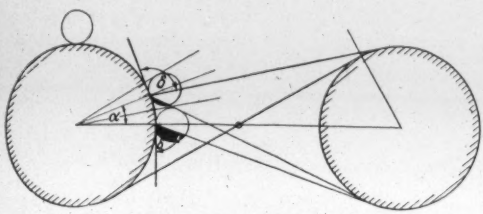


Fig. 24. Stege mit rundem Querschnitt.

Bedeckungsfaktor $b = 0{,}38$ angenommen, so wächst der Anfeil der direkt durchgelassenen NSE und auch der Anteil der ausgenutzten SE, die gegen das Bremsfeld anlaufen können. Infolge des kleineren Bedeckungsfaktors b beträgt die Durchlässigkeit $1 - b = 0{,}62$. Da aber auch hier die unter einem flachen Winkel ausgelösten und in die Ausgangsebene zurückfallenden SE nicht durch das Gitter gelangen können, ist ein mittlerer Durchlässigkeitsgrad von 0,4 angenommen worden. Der Anteil der NSE beträgt dann insgesamt rund 40 Proz., da aber nur 38 Proz. der PE auftreffen, ergibt sich eine Ausbeute von $0{,}38 \cdot 0{,}4\ \eta P = 0{,}152\ \eta P$, die über die Ausbeute bei $b = 0{,}5$ von $0{,}15\ \eta P$ nicht wesentlich hinausgeht.

13. Vergleich der bisher behandelten verschiedenen Anordnungen für den Fall, daß die Reichweite w groß gegen die Stegbreite ist

Zum Vergleich der verschiedenen Netzformen sind in der Tabelle folgende Werte nebeneinandergestellt. Spalte 1 kennzeichnet die Netzform, Spalte 2 gibt den Anteil der vom ersten Netz aufgefangenen PE an, Spalte 3 den Anteil der nutzbaren SE, Spalte 4 den Anteil der nutzbaren SE bei einem Sekundäremissionsfaktor $\eta = 10$. Der Vergleich zeigt, daß Gitter mit Stegen quadratischen oder runden Querschnitts mit senkrechter Einfallsrichtung der PE am ungünstigsten sind, während die Gitter mit schrägen Stegen und vollständiger Ausnutzung der PE die günstigsten Werte ergeben.

Form	b für PE	Ausbeute an NSE	Gesamtausbeute $NSE+PE$, $\eta = 10$
↓ ↓ ↓	0,5	$0{,}5\ \eta \cdot 0{,}5$	$3\ P$
↓ ↓ ↓	0,5	$0{,}5 \cdot \eta \cdot P \cdot 0{,}3$	$2\ P$
↙ ↙ ↙	1	$0{,}5\,\eta P \cdot 0{,}3 + 0{,}5\,\eta \cdot P \cdot 0{,}23 + 0{,}5\,\eta P \cdot 0{,}058 \cdot 0{,}3 = 0{,}5\,\eta P \cdot 0{,}567$	$2{,}8\ P$
↙ ↙ 45°	1	$\eta \cdot P \cdot 0{,}26 + \eta P \cdot 0{,}09 \cdot 0{,}3 = \eta P \cdot 0{,}287$	$2{,}87\ P$
↙ ↙ 60°	1	$\eta \cdot P \cdot 0{,}31 + \eta P \cdot 0{,}2 \cdot 0{,}3 = 0{,}37\ \eta \cdot P$	$3{,}7\ P$
↓ ↓ ↓	0,5	$0{,}5\,\eta \cdot P \cdot 0{,}57 + \eta P \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}04 = 0{,}305\ \eta P$	$3{,}55\ P$
↙ ↙ ↙	1	$\eta \cdot P \cdot 0{,}57 + \eta P \cdot 0{,}04 = 0{,}61\ \eta P$	$6{,}1\ P$
↓ ↓ ↓	0,5	$0{,}5\,\eta P \cdot 0{,}3 = 0{,}15\,\eta P$	$2\ P$

Für die zweite Gruppe der Vervielfacher, bei der die Reichweite der Sekundärelektronen in der Größenordnung der Stegbreite liegt und die Elektronenbahnen durch inhomogene Felder bestimmt werden, werden typische Feldbilder und Elektronenbahnen gezeichnet. Hieraus ergeben sich Hinweise für die günstigste Gestaltung derartiger Gitterelektroden.

14. Zusammenfassung

Die Untersuchung ergibt, daß grundsätzlich zwei Arten der Netzvervielfacher unterschieden werden können, je nachdem ob das Feld zwischen aufeinanderfolgenden Stufen im wesentlichen homogen oder durch die Form der Netzstege beeinflußt ist.

Im ersten Fall verteilen sich die an einem Prallgitter ausgelösten Sekundärelektronen auf einen Streukreis in der Netzebene, dessen Durchmesser von der Feldstärke vor dem Netz und der Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen abhängt. Um gleichmäßige Werte für die Ausbeute an Nutzelektronen zu erhalten, ist es zweckmäßig, die Stegbreite und die Lückenbreite, d. h. die Maschenweite der Netze, klein gegen die Reichweite, d. h. den Radius des Streukreises der SE, von etwa 2–4 Volt Austrittsgeschwindigkeit zu machen.

Bei Zugrundelegung eines unendlich dünnen Gitters ist es am günstigsten, einen Bedeckungsfaktor von 0,35–0,45 zu wählen, wobei der günstigste Wert von b von η abhängt.

Bei Gittern mit endlicher Dicke der Stege ergeben sich ungünstigere Werte für die Zahl der Nutzelektronen. Erst die Ausnutzung sämtlicher Primärelektronen an einem Gitter entweder durch schrägen Einfall der Primärelektronen oder durch Verwendung von schräg gestellten Stegen ergibt eine Erhöhung des Nutzeffektes. Besonders empfehlenswert erscheint die Form der schrägen Stege bei gleichzeitig schrägem Einfall der Primärelektronen, der sich in der ersten Stufe von Photozellenvervielfachern leicht verwirklichen läßt.

Für die zweite Gruppe der Vervielfacher, bei der die Reichweite der Sekundärelektronen in der Größenordnung der Stegbreite liegt und die Elektronenbahnen durch inhomogene Felder bestimmt werden, werden typische Feldbilder und Elektronenbahnen gezeichnet. Hieraus ergeben sich Hinweise für die günstigste Gestaltung derartiger Gitterelektroden.

Die ersten Anregungen zu der Arbeit stammen aus meiner Tätigkeit bei der Fernseh-G. m. b. H.

Der Aufbau und die Durchführung der Arbeit wurden durch die richtunggebenden Hinweise von Herrn Professor Dr. J. Picht wesentlich gefördert und bestimmt. Ich danke Herrn Professor Picht für das lebhafte Interesse, das er bei allen Besprechungen der Arbeit entgegenbrachte.

Literaturverzeichnis

1) G. Weiß, Fernsehen u. Tonfilm 6, 41, 1936.
2) H. Lubszynski, brit. Pat. 457493.
3) T. M. C. Lance, brit. Pat. 472485.
4) O. Krenzien, USA.-Pat. 2205207.
5) R. Colberg, franz. Pat. 826428.
6) W. Reichel, franz. Pat. 833514.
7) M. Sandhagen, Zeitschr. f. Phys. **110**, 553 bis 572, 1938.
8) R. Kollath, Physik. Zeitschr. **38**, 202ff., 1937.
9) H. Rothe und W. Kleen, Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren, S. 109, 1940.
10) J. Picht, Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, Leipzig 1939, S. 91ff.; Ann. d. Phys. (5) **15**, 926, 1932.
11) R. Kollath, ATM. V, 63/2.
12) A. Becker, Ann. d. Phys. (4) **75**, 781–800, 1924.
13) A. Becker, Ann. d. Phys. (4) **78**, 228–252, 1925.
14) H. W. Langenwalter, Ann. d. Phys. (5) **24**, 273–296, 1935.
15) L. Malter, Proc. Inst. Radio Engrs., S. 587 bis 598, 1941.
16) H. Schnitger, Wiss. Veröff. Siemenswerk **20**, 1–9, 1941.
17) M. J. O. Strutt, Moderne Mehrgitterröhren, 2. Aufl., S. 155–156.
18) H. Rothe und W. Kleen, Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren, S. 82, 1940.
19) Kadyschewitsch, Journ. of Phys. (russ.) II, 125, 1940.
20) H. O. Müller, Zeitschr. f. Phys. **104**, 475–486, 1937.
21) A. Sandor, Arch. f. Elektrotechn. **25**, 1941.
22) E. Rudberg, Phys. Rev. **50**, 138, 1936.

Berlin-Zehlendorf, 10. August 1942.

(Eingegangen 20. März 1943)

Über die Verschiebung der Curietemperatur durch allseitigen Druck

Von M. Kornetzki

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Wernerwerke der Siemens & Halske AG.

Inhalt

Die Frage nach der Abhängigkeit der Curietemperatur von einer durch allseitigen Druck erzeugten Gitterverzerrung erlangt neues Interesse, seitdem bekannt ist, daß die der Curietemperatur verhältnisgleiche Austauschenergie auch die technisch wichtigen Größen eines ferromagnetischen Stoffes beeinflußt, nämlich Koerzitivkraft und Anfangspermeabilität. Die Verschiebung der Curietemperatur durch hydrostatischen Druck kann unmittelbar nur gemessen werden, wenn der Curiepunkt nicht allzu hoch liegt. Nach bestehenden Abschätzungsformeln kann die Verschiebung auch für Legierungen mit hoher Curietemperatur näherungsweise berechnet werden. Es bestanden jedoch wesentliche Unterschiede zwischen berechneten und einigen im Schrifttum mitgeteilten, aus Messungen gefolgerten Werten, die zum Teil etwa zwei Zehnerpotenzen betrugen. Es werden zunächst die zu einer früher angegebenen Abschätzungsformel führenden Überlegungen mitgeteilt. Dann wird an dem Beispiel einer Eisen-Nickel-Legierung mit 30 Proz. Nickel gezeigt, daß man nach zweckmäßiger Definition der Curietemperatur aus den Messungen eine Curiepunktsverschiebung von etwa $-6 \cdot 10^{-3}$ Grad/Atm. erhält, die mit dem früher abgeschätzten Wert sehr genau übereinstimmt. Damit gewinnt der für Eisen in gleicher Größenordnung berechnete Wert der Curiepunktsverschiebung eine größere Sicherheit. Für Nickel-Kupfer-Legierungen mit etwa 30 Proz. Kupfer ergeben Messungen und Rechnung wesentlich geringere Werte. Auf die Folgerungen über die Abhängigkeit der Austauschenergie von der Gitterkonstante wird hingewiesen.

Einleitung

Das innere Feld eines ferromagnetischen Stoffes, das P. Weiß zunächst rein formal einführte, um die Parallelstellung der Elementarmagnete unterhalb der Curietemperatur zu begründen, fand seine Deutung erst, als W. Heisenberg [1] nachweisen konnte, daß zwischen benachbarten Elektronenspins eine Wechselwirkung besteht, die weit größer ist als die klassisch berechneten Dipolkräfte. Aus den Heisenbergschen Rechnungen ergab sich, daß die Curietemperatur Θ diesem sogenannten Austauschintegral I_0 verhältnisgleich ist:

$$I_0 = \frac{k\Theta}{2}\left(1 - \sqrt{1 - 8/n}\right) \qquad (1)$$

(k = Boltzmannkonstante, n = Zahl der Nachbaratome im Kristallgitter). Eine unmittelbarere Bedeutung erlangte die Austauschenergie, als sich zeigte, daß sie neben der Kristallenergie und den inneren Verzerrungen des Kristallgitters wesentlich mitbestimmend ist für die Dicke und die freie Energie der Übergangsschichten zwischen je zwei in verschiedenen Richtungen spontan magnetisierten Weißschen Bezirken [2], der sogenannten Bloch-Wände. Denn Dicke und Energie dieser Bloch-Wände haben nach den neuen Vorstellungen [3] in vielen Fällen einen maßgebenden Einfluß auf die technisch wichtigen Eigenschaften eines Ferromagnetikums, nämlich die Koerzitivkraft und die Anfangspermeabilität.

Da die Austauschenergie durch eine Kopplung bedingt ist, hängt sie naturgemäß von der gegenseitigen Entfernung der benachbarten

Spinelektronen ab, also von der Gitterkonstante des ferromagnetischen Stoffes. Hydrostatischer Druck muß also die Austauschenergie und damit die Curietemperatur beeinflussen. Auch die von inneren Spannungen herrührenden Dichteschwankungen in einem Realkristall werden zu entsprechenden Änderungen der Austauschenergie an diesen Stellen Anlaß [4] geben, die wieder auf die magnetischen Hystereseeigenschaften rückwirken können. Somit erlangte die früher mehr theoretisch wichtige Frage nach der Beeinflußbarkeit der Kopplungskräfte oder der Curietemperatur durch Gitterverzerrungen auch praktische Bedeutung.

Den unmittelbarsten Aufschluß über den Zusammenhang zwischen Spinkopplung und Gitterabstand erhält man, wenn man die Abhängigkeit der Curietemperatur von einem allseitig wirkenden Druck bestimmt. Derartige Versuche wurden bereits mehrfach unternommen [5, 6]. Erfahrungsgemäß braucht man dabei sehr hohe Drucke von etwa 1000 ... 10000 Atm. Die Messungen wurden bisher nur an Legierungen durchgeführt, deren Curietemperatur in der Nähe der Zimmertemperatur lag, da sich derartig hohe Drucke zur Zeit bei sehr hohen Temperaturen noch nicht anwenden lassen. Aus den Versuchsergebnissen wurde auf eine sehr geringe Verschiebung der Curietemperatur durch den hydrostatischen Druck ($< 10^{-4}$ Grad/Atm, bei Eisen-Nickel- und Nickel-Kupfer-Legierungen) geschlossen. Nur Steinberger [14] gelang es bisher, eine ferromagnetische Eisen-Nickel-Legierung (30 Proz. *Ni*) durch einen allseitigen Druck von 10000 Atm paramagnetisch zu machen.

Neben den Meßergebnissen liegen Abschätzungen dieser Druckabhängigkeit oder der Beeinflussung der Weißschen Konstante [4, 5, 7, 8, 9, 16] vor, die teils von der Volumenmagnetostriktion, teils von der Anomalie der thermischen Dehnung, teils auch von Betrachtungen über die Elektronenverteilung in den einzelnen Schalen ausgehen. Die angegebenen Beziehungen ermöglichen die ungefähre Berechnung der Druckabhängigkeit aus leicht meßbaren Größen auch bei den Stoffen, deren Curietemperatur so hoch liegt, daß eine unmittelbare Messung des Druckeinflusses mit den heutigen Mitteln ausgeschlossen ist. Soweit jedoch die Formeln auf solche Fälle angewendet wurden, ist es nicht möglich, ihre Genauigkeit durch Vergleich mit dem Experiment zu prüfen. Die Abschätzungen liefern für Eisen und Eisen-Nickel-Legierungen mit etwa 30 Proz. Nickel wesentlich höhere Werte als die oben angegebenen, aus den Meßergebnissen gefolgerten, nämlich etwa $0{,}5 \ldots 1 \cdot 10^{-2}$ Grad/Atm., wie sie auch zur Erklärung des Ergebnisses von Steinberger [14] angenommen werden müssen. Da derartige Unterschiede jedoch weit außerhalb der bei den Versuchen und den Abschätzungen möglichen Fehler liegen, erhebt sich hier die Frage nach der Ursache dieser Unstimmigkeiten und nach dem wahren Wert der Curiepunktsverschiebung.

Es soll nun die vom Verfasser in einer früheren Arbeit [7] (im folgenden als K 1 bezeichnet) angegebene Abschätzungsformel an Hand vorliegender Meßergebnisse [6] geprüft werden. Dabei wird sich zeigen, daß entgegen anderweitigen Folgerungen die gemessenen Werte mit den vorher veröffentlichten, berechneten Werten gut übereinstimmen, so daß man den Eisen-Nickel-Legierungen tatsächlich die höheren Werte für die Curiepunktsverschiebung zuschreiben muß.

2. Die Abschätzungsformel und ihre Grundlagen

Die in K 1 angegebene Gleichung für die Druckabhängigkeit der Curietemperatur lautet [nach Gleichung (10) und (11)]

$$\frac{1}{\Theta}\frac{\partial \Theta}{\partial p} = \frac{1}{T}\frac{\dfrac{\partial \omega}{\partial H}}{\dfrac{dI}{dT} - 3\dfrac{\alpha}{\varkappa}\dfrac{\partial \omega}{\partial H}}. \qquad (2)$$

Darin bedeutet Θ streng genommen die durch Erwärmen bei festgehaltenem Volumen gemessene Curietemperatur. Diese wird sich, da sich die Austauschenergie beim Erwärmen infolge der thermischen Dehnung des Stoffes ändern muß, von der üblicherweise bei gleichbleibendem Druck gemessenen Curietemperatur Θ_p etwas unterscheiden, doch können wir bei dem folgenden Zahlenvergleich mit hinreichender Näherung Θ_p durch Θ ersetzen. p ist der hydrostatische Druck, ω die Volumenänderung in einem Magnetfeld H, das größer ist als die technische Sättigungsfeldstärke, $\dfrac{\partial \omega}{\partial H}$ also die Steilheit der Volumenmagnetostriktionskurve. I ist die mit der Masse (nicht mit dem Volumen) verknüpfte spontane Magnetisierung, T die absolute Temperatur, α der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient, $\varkappa$ die Kompressibilität. Alle Größen sind naturgemäß bei derselben Temperatur zu bestimmen.

Liegt die Meßtemperatur hinreichend weit unterhalb der Curietemperatur, so ändert sich das Volumen oberhalb der technischen Sättigung geradlinig mit der magnetischen Feldstärke; $\dfrac{\partial \omega}{\partial H}$ ist also von der Meßfeldstärke unabhängig. I kann durch Extrapolation der Magnetisierungskurven bei hohen Feldern auf $H = 0$ ermittelt

werden. In der Nähe der Curietemperatur ändert sich jedoch $\frac{\partial \omega}{\partial H}$ mit der Feldstärke; ebenso kann I nicht mit Sicherheit bestimmt werden. Man kann in diesem Fall an Stelle der spontanen Magnetisierung die Magnetisierung bei irgendeiner Feldstärke einsetzen, die aber so hoch sein muß, daß alle Umklapp- und Drehprozesse der technischen Magnetisierungskurve abgelaufen sind. $\frac{dI}{dT}$ ist dann bei konstantem Feld zu bilden und $\frac{\partial \omega}{\partial H}$ bei derselben Feldstärke zu bestimmen.

Gleichung (2) ergibt sich aus folgenden drei Voraussetzungen:

1. Die Volumenänderung mit dem Feld ist gleich der negativen Änderung der spontanen Magnetisierung mit dem Druck

$$\frac{\partial \omega}{\partial H} = -\frac{\partial I}{\partial p}. \tag{3}$$

Diese thermodynamische Gleichung wurde bereits durch Versuchsergebnisse bestätigt [10]. Auch der später von H. Ebert und A. Kußmann [6] (vgl. die dortige Zahlentafel IV) mitgeteilte Wert $\frac{\partial I}{\partial p} \approx -21 \cdot 10^{-3}$ CGS/Atm $= -2{,}1 \cdot 10^{-8}$ CGS/bar für eine 30prozentige Eisen-Nickel-Legierung stimmt hinreichend genau mit dem in K 1 (Fig. 8) angegebenen Wert von $\frac{\partial \omega}{\partial H} = 2{,}3 \cdot 10^{-8}$ Örst^{-1} überein.

2. Für die Temperaturabhängigkeit der spontanen Magnetisierung gilt eine allgemeine Langevin-Funktion

$$I = I_\infty L\left(\frac{T}{\Theta}\right) \tag{4}$$

(I_∞ = spontane Magnetisierung bei $T = 0$). Dabei ist es gleichgültig, welche der verschiedenen, theoretisch abgeleiteten Funktionen hier vorliegt. Es wird vorausgesetzt, daß L unabhängig vom Druck ist.

3. Die Zahl der zum Ferromagnetismus beitragenden Elektronenspins pro Atom wird als unabhängig vom Druck angenommen.

Daraus folgt, daß auch I_∞, wenn wir es mit der Masse statt mit dem Volumen verbinden, als druckunabhängig vorausgesetzt wird. Diese Annahme wird gestützt durch die Tatsache, daß der Druckkoeffizient der Sättigungsmagnetisierung bei tiefen Temperaturen stark abnimmt [6], ebenso durch die Ergebnisse von R. Smoluchowski [15].

Wir werden weiter unten sehen, daß diese beiden Voraussetzungen fallen können, wenn die Curietemperatur nahe der Zimmertemperatur liegt.

Bei Gültigkeit der Voraussetzungen 2 und 3 besagt Gleichung (4), daß die erfahrungsgemäß vorhandene Änderung der spontanen Magnetisierung I mit dem Druck allein durch die Änderung von Θ bedingt wird, denn T ist unabhängige Variable. Weiter besagt dann Gleichung (4), daß bei Änderung des Druckes von p_1 auf p_2 die neue Funktion $I(T)$ aus der alten allein durch Veränderung des Abszissenmaßstabes um Θ_{p2}/Θ_{p1} hervorgeht. In K 1 ist gezeigt, wie aus diesen Voraussetzungen die Gleichung (2) abgeleitet werden kann. Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Voraussetzungen 2 und 3 nur notwendig sind, wenn man die auf der rechten Seite der Gleichung (2) stehenden Größen weit unterhalb der Curietemperatur bestimmt. Mißt man jedoch in der Nähe von Θ, so kann man diese Voraussetzungen fallen lassen, weil man dann die Maßstabsänderung nicht mehr beansprucht, und braucht nur noch zu verlangen, daß sich das Moment je Atom und die Funktion L nicht sehr wesentlich ändern, was man wohl als sicher ansehen kann.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß Gleichung (2) bei Legierungen, deren Curietemperatur nahe der Zimmertemperatur liegt, keinen erheblich falschen Wert liefern kann, wenn auch die anderen Größen in der Nähe der Zimmertemperatur gemessen sind. Große Fehler können jedoch entstehen, wenn $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ selbst von der Temperatur oder, genauer gesagt, von dem sich auf Grund der thermischen Dehnung ändernden Volumen des Stoffes abhängt. Die Annahme, daß $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ von der Temperatur abhängen könne, klingt zwar paradox, sie erklärt sich jedoch dadurch, daß Θ – wie erwähnt – die bei konstantem Volumen gemessene Curietemperatur bedeutet, die vom Ausgangsvolumen abhängt. Man muß in diesem Fall entweder alle Größen bei der Curietemperatur $\Theta_{p=1\,\mathrm{Atm.}}$ messen oder $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ bis zu dieser Temperatur extrapolieren. Es wird sich zeigen, daß die im Schrifttum behaupteten Unterschiede zwischen Theorie und Experiment zum Teil infolge Nichtbeachtung dieser Notwendigkeit zustande kommen.

3. Die Änderung der $I(T)$-Kurve mit dem Druck

Die Magnetisierung bei einer festen, zur technischen Sättigung ausreichenden Feldstärke stürzt bei der Curietemperatur nicht senkrecht zur Abszisse ab, sondern läuft stetig in die Tem-

peraturachse ein nach Art der mit $p = 1$ Atm. bezeichneten Kurve in Fig. 1. Mißt man die entsprechende Kurve bei einem Überdruck p_2, so wird man (bei $\frac{\partial \omega}{\partial H} > 0$) einen Verlauf finden, wie er in Fig. 1 mit p_2 bezeichnet ist, bei noch

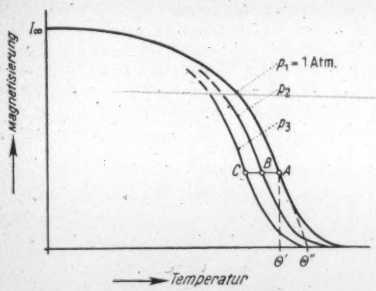


Fig. 1. Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung bei gleichbleibender Feldstärke (schematisch). Die mit p_2 und p_3 bezeichneten Kurven zeigen die Verschiebung mit steigendem hydrostatischem Druck, wenn $\frac{\partial \omega}{\partial H}$ positiv ist.

höherem Druck die mit p_3 bezeichnete Kurve. Es ergibt sich auch kein scharfer Abfall, wenn man die durch Extrapolation gewonnene spontane Magnetisierung über der Temperatur aufträgt. Dabei ist die Extrapolation in unmittelbarer Nähe der Curietemperatur sehr unsicher, selbst wenn man zur Bestimmung von I den magnetokalorischen Effekt zu Hilfe nimmt. Wir werden deshalb alle Betrachtungen an Kurven ausführen, die bei festen Feldstärken gemessen sind, aber voraussetzen – was man praktisch leicht erfüllen kann –, daß die Felder über der technischen Sättigungsfeldstärke liegen, daß also alle irreversiblen Vorgänge und Drehungen gegen die Kristallenergie abgelaufen sind. An Hand der Fig. 1 kann man als Curietemperatur, die sich leider aus diesem Bild nicht völlig eindeutig definieren läßt, z. B. die Temperatur des steilsten Absinkens bezeichnen [11] (Punkt Θ' in Fig. 1). Oder man extrapoliert von der steilsten Stelle auf die Abszissenachse und bezeichnet den Schnittpunkt Θ'' als Curiepunkt. Bei sehr flachen $I(T)$-Kurven, wie sie bei Legierungen vielfach angetroffen werden, wird zwar keine der Definitionen sicher den nach Weiß durch das Verschwinden der spontanen Magnetisierung definierten Curiepunkt treffen, es wird jedoch weniger zweckmäßig sein, als Curietemperatur den Punkt des Einlaufens in die Abszisse zu definieren, wie es Ebert und Kußmann [6] anscheinend getan haben, weil dann die Unsicherheit in der Bestimmung sehr groß würde [12]. Besonders wenn man geringe Änderungen der Curietemperatur nachweisen will, wird die erste Art der Definition zweckmäßig sein. Als Verschiebung der Curietemperatur mit dem Druck wäre dann die Horizontalverschiebung etwa an der Stelle der steilsten Neigung (AB bzw. AC in Fig. 1) zu definieren. Dabei ist es unwesentlich, ob man diese Verschiebung wirklich gerade an der steilsten Stelle oder nur in ihrer Nähe abliest.

Man erkennt aus Fig. 1 weiter, daß die bei festgehaltenem Feld gemessene Magnetisierung nicht linear mit dem Druck abnehmen kann. Vielmehr ist nur anfangs eine lineare Abnahme zu erwarten, während schließlich die Kurve $I(T)$ so weit verschoben wird, daß an der Stelle $\Theta'_{(p=1)}$ nun schon der flachere Teil der Kurve p_2 oder p_3 liegt, so daß I langsamer mit p abfallen muß. I muß also in Abhängigkeit von p etwa so verlaufen, wie es in Fig. 2 schematisch dargestellt ist. Dieser vermutete Verlauf von I über p wird genau durch das Bild 4 der Arbeit von H. Ebert und A. Kußmann [6] bestätigt. Man kann ferner aus Fig. 1 ablesen, daß der Anfangswert von $\frac{\partial I}{\partial p}$ seinen größten Betrag etwa bei der so definierten Curietemperatur haben wird, daß jedoch aus rein geometrischen Gründen diese

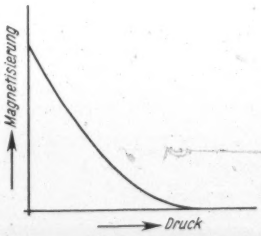


Fig. 2. Theoretischer Zusammenhang zwischen Magnetisierung und hydrostatischem Druck bei gleichbleibender Feldstärke $\left(\frac{\partial \omega}{\partial H} > 0\right)$.

Steilheit abnehmen muß, wenn die Meßtemperatur über oder wesentlich unter Θ liegt. Auch diese Folgerung steht in vollem Einklang mit den Meßergebnissen von H. Ebert und A. Kußmann [6] (siehe Bild 4 und Zahlentafel III der Arbeit). Im Gegensatz dazu darf sich die Horizontalverschiebung in der Nähe der Curietemperatur nicht wesentlich ändern, wenn $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ temperaturunabhängig ist. Ist die experimentell gefundene Horizontalverschiebung in der Nähe

von Θ nicht überall gleich, so wird man dies als eine Temperaturabhängigkeit von $\frac{\partial\Theta}{\partial p}$ deuten können.

4. Vergleich zwischen Meß- und Rechenergebnissen

Wie sieht nun die gemessene Kurve $I(T)$ bei verschiedenen Drucken aus? Wir betrachten die

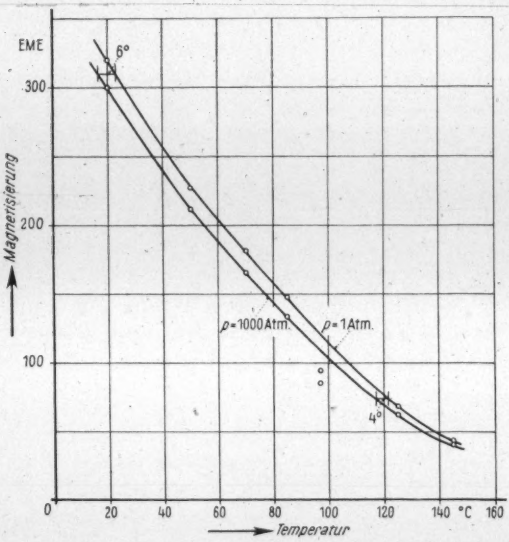


Fig. 3. Magnetisierung einer Eisen-Nickel-Legierung mit 30 Proz. Nickel in Abhängigkeit von der Temperatur beim Druck $p = 1$ Atm. und $p = 1000$ Atm. Feldstärke 9200 Örst. Aufgetragen nach Messungen von Ebert und Kußmann. Die Horizontalverschiebung durch den Druck beträgt bei 20° C etwa 6°, bei 120° C etwa 4°.

von H. Ebert und A. Kußmann an einer Legierung aus 29,9 Proz. Nickel, 69,4 Proz. Eisen und 0,7 Proz. Mangan gemessene Magnetisierung (Zahlentafel IV der genannten Arbeit [6]). Zeichnet man die besonders vollständigen, bei der zur technischen Sättigung bestimmt ausreichenden Feldstärke von 9200 Örsted gemessenen Werte über der Temperatur auf, so erhält man den in Fig. 3 dargestellten Verlauf. Die Kurven gelten für $p = 1$ Atm. und $p = 1000$ Atm. (Die Punkte bei 97° C sind offenbar Fehlmessungen.)

Aus dem Verlauf der $I(T)$-Kurven erkennt man, daß die steilste Kurvenstelle noch unterhalb 20° C liegt. Es ist anzunehmen, daß eine Extrapolation von der steilsten Kurvenstelle die T-Achse noch unter 100° C treffen würde. Man wird also dieser Legierung eine Curietemperatur zuschreiben, die zwischen 0 und 100° C liegt. Da es beim Vergleich zwischen Experiment und den Ergebnissen der Gleichung (2) nicht auf den genauen Curiepunkt ankommt, denn die Gleichung liefert die relative Änderung, kann man mit hinreichender Näherung $\Theta = 300°$ K setzen.

Man ersieht weiter aus Fig. 3, daß die für uns wichtige Horizontalverschiebung der $I(T)$-Kurve durch einen Druck von 1000 Atm. bereits einige Grad beträgt, daß sie aber mit wachsender Temperatur abnimmt. Die Größe $\frac{\partial\Theta}{\partial p}$ ist also temperaturabhängig, und zwar fällt sie mit wachsender Temperatur. In Tabelle I ist die aus Fig. 2 abgelesene Verschiebung bei $T = 20°$ C und $T = 120°$ C eingetragen.

Die nach Gleichung (2) aus dem Volumeneffekt berechnete Curiepunktsverschiebung können wir unmittelbar aus K 1, Bild 8, entnehmen. Dort ist die für eine 30prozentige Nickellegierung berechnete Größe $\frac{\varkappa}{\Theta_v}\frac{\partial\Theta_v}{\partial\omega}$ angegeben, die gleich $-\frac{1}{\Theta}\frac{\partial\Theta}{\partial p}$ in unserer Gleichung (2) ist. Diese Größe ergibt sich bei 20° C zu $1{,}7 \cdot 10^{-11}$ bar^{-1}, bei 120° C zu $1{,}2 \cdot 10^{-11}$ bar^{-1}. Durch Multiplikation mit Θ (= 300° K) erhält man $\frac{\partial\Theta}{\partial p}$. Die so berechneten Werte sind in Tabelle I ebenfalls angegeben.

Man erhält eine über Erwarten genaue Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den aus dem Volumeneffekt berechneten Werten. Auch der gemessene Abfall mit wachsender Temperatur kommt in den berechneten Werten zum

Tabelle I

Berechnete und gemessene Curiepunktsverschiebung einer Eisen-Nickel-Legierung mit 30 Proz. Nickel durch einen allseitigen Druck von 1000 Atm.

	Meßtemperatur +20° C	Meßtemperatur +120° C
Meßwerte nach Ebert und Kußmann	−5,5 bis −6°	−3,5 bis −4°
Berechnet aus dem Volumeneffekt nach Gl. (2)	−5,1°	−3,6°

Ausdruck. Man darf diese so genaue Übereinstimmung naturgemäß nicht überschätzen, da Gleichung (2) eine Näherungsformel ist. Wir können aber sicher der 30prozentigen Nickellegierung die vorher in K 1 mitgeteilte, nach Gleichung (2) berechnete Änderung der Curietemperatur von rund $-6 \cdot 10^{-3}$ Grad/Atm. (bei Zimmertemperatur) zuschreiben. Das Meßergebnis von Ebert und Kußmann steht also im Einklang mit dem von Steinberger.

Extrapoliert man die gemessene Horizontalverschiebung linear nach höheren Temperaturen, so würde sie erst bei etwa 300° C den Wert Null erreichen, also wesentlich oberhalb der Curietemperatur. Man erkennt aber daraus, daß große Fehler entstehen können, wenn sich die Rechen- und die Meßwerte nicht auf gleiche Temperatur beziehen.

Wir können Gleichung (2) auch noch an Meßwerten von Nickel-Kupfer-Legierungen näherungsweise prüfen. Die Volumenmagnetostriktion dieser Legierungen ist wesentlich geringer als die von Eisen-Nickel; daher muß auch $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ kleiner sein. Aus Bild 15 in K 1 folgt für eine Legierung mit 33 Proz. Kupfer $\frac{1}{\Theta}\frac{\partial \Theta}{\partial p} \approx -1{,}5 \cdot 10^{-12}$ bar^{-1} bei Zimmertemperatur, also ein zehnmal kleinerer Wert als bei Eisen-Nickel. Da auch bei dieser Legierung Θ etwa bei Zimmertemperatur, also rund bei 300° K liegt, errechnet sich $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ etwa zu $\approx -4 \cdot 10^{-4}$ Grad/Atm. Dieser Wert ist jedoch sehr unsicher, da bei der Messung von $\frac{\partial \omega}{\partial H}$ der magnetokolorische Effekt nicht berücksichtigt wurde, der hier möglicherweise eine größere Rolle spielt als bei Eisen-Nickel. Ferner ergab sich eine starke Temperaturabhängigkeit für $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$, so daß $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ schon bei -2° C durch Null geht. Gemessen wurde, auf Umwegen über die Widerstandsänderung, an Nickel mit allerdings nur 30 Proz. Kupfer [5] $\frac{\partial \Theta}{\partial p} = +3 \cdots +6 \cdot 10^{-5}$ Grad/Atm. Wenn man neben der in K 1 gefundenen starken Temperaturabhängigkeit von $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ noch berücksichtigt, daß sich der berechnete Wert auf 33 Proz. Kupfer, der gemessene auf 30 Proz. Kupfer bezieht, kann man aus der gefundenen Differenz noch nicht den Schluß ziehen, daß Gleichung (2) in diesem Fall versagt. Man kann zunächst nur feststellen, daß für Nickel-Kupfer-Legierungen sowohl die Messung als auch die Abschätzung einen wesentlich kleineren Wert liefern als bei Eisen-Nickel.

Da Gleichung (2) bei der Eisen-Nickel-Legierung mit hoher Druckempfindlichkeit der Curietemperatur eine richtige Abschätzung liefert, ist anzunehmen, daß man mit Gleichung (2) die Curiepunktsverschiebung auch in anderen Fällen mindestens in richtiger Größenordnung abschätzen kann, wenn der berechnete Effekt nicht wesentlich unter dem der Eisen-Nickel-Legierungen liegt.

Der für Eisen aus $\frac{\varkappa}{\Theta_v}\frac{\partial \Theta_v}{\delta \omega} \approx 10^{-11}$ (Bild 7 in K 1) berechnete Wert von

$$\frac{\partial \Theta}{\partial p} \approx -0{,}5 \ldots -1 \cdot 10^{-2} \text{ Grad/Atm.}$$

wird also wenigstens größenordnungsmäßig richtig sein. Damit gewinnt auch der seinerzeit für die Änderung der Austauschenergie mit der Gitterkonstante a angegebene Wert von $\frac{a}{I_0}\frac{\partial I_0}{\partial a} \approx 45$ eine größere Sicherheit. Setzt man an Stelle des seinerzeit für Eisen verwendeten Wertes $\frac{\partial \omega}{\partial H} = 6{,}5 \cdot 10^{-10}$ Örst^{-1} den wahrscheinlich genaueren Betrag [13] $5 \cdot 10^{-10}$, so ergibt sich $\frac{a}{I_0}\frac{\partial I_0}{\partial a} = 35$. Dieser Wert gilt für Zimmertemperatur. Er stimmt ungefähr mit dem von Dehlinger [8] auf anderem Wege abgeschätzten Wert von 23 überein.

Sowohl bei Eisen als auch bei Eisen-Nickel (70/30) wächst also das Austauschintegral sehr stark mit dem Gitterabstand. Aus der geringeren Änderung bei Nickel-Kupfer (70/30) kann man folgern, daß die Austauschenergie dieser Legierung bei Zimmertemperatur nahezu ihren Höchstwert in Abhängigkeit von der Gitterkonstante hat.

Es sei noch auf folgendes hingewiesen. In K 1 wurde aus $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ bzw. $\frac{\partial \Theta}{\partial \omega}$ die Änderung $\frac{\partial \Theta}{\partial T}$ der bei konstantem Volumen gemessenen Curietemperatur mit der absoluten Temperatur bestimmt. Dabei wurde die einer Volumenänderung $\Delta\omega$ entsprechende Temperaturänderung ΔT mittels der linearen thermischen Dehnung α aus der Gleichung $\Delta\omega = 3\,\alpha \Delta T$ berechnet. Da eine Temperaturänderung die Amplitude der thermischen Gitterschwingungen beeinflußt, nicht jedoch eine Volumenänderung durch allseitigen Druck, kann die Wirkung auf die Austauschenergie in beiden Fällen nicht gleich sein [9]. $\frac{\partial \Theta_v}{\partial T}$ wird also mit einem größeren Fehler behaftet sein als $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ [15].

Literaturverzeichnis

1) W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **49**, 619, 1928.
2) F. Bloch, Zeitschr. f. Phys. **74**, 295, 1932.
3) E. Kondorski, Sowjet. Phys. **11**, 597, 1937; M. Kersten, Physik. Zeitschr. **44**, 63, 1943.
4) H. Schlechtweg, Ann. d. Phys. (V) **35**, 657, 1939; Metallwirtsch. **18**, 900, 1939.
5) A. Michels, A. Jaspers, J. de Boer und J. Strijland, Physica **4**, 1007, 1937; A. Michels und J. Strijland, Physica **8**, 53, 1941.
6) H. Ebert und A. Kußmann, Physik. Zeitschrift **39**, 398, 1938.
7) M. Kornetzki, Zeitschr. f. Phys. **98**, 289, 1935.
8) U. Dehlinger, Zeitschr. f. Metallkunde **28**, 194, 1936.
9) L. Néel, C. R. **202**, 1038, 1936; Journ. de Phys. et le Rad. (Ser. VIII) **1**, 242, 1940; J. C. Slater, Phys. Rev. **58**, 54, 1940.
10) H. Ebert und A. Kußmann, Physik. Zeitschrift **38**, 437, 1937.
11) Vgl. auch G. Scharff, Ann. d. Phys. (V) **25**, 223, 1936.
12) Siehe dazu auch W. Gerlach, Zeitschr. f. Elektrochemie **45**, 151, 1939.
13) J. L. Snoek, Physica **4**, 853, 1937.
14) R. L. Steinberger, Physics **4**, 153, 1933.
15) R. Smoluchowski, Phys. Rev. **59**, 309, 1941.
16) J. de Boer und A. Michels, Physica **5**, 777, 1938.

Berlin-Siemensstadt, Februar 1943.

(Eingegangen 8. April 1943)

Zur Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronenemission von Isolatoren

Von H. Daene und H. Salow, Berlin

In einer vor einiger Zeit veröffentlichten Arbeit über die Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronenemission von Isolatoren (1) hat der eine von uns die früher von Wehnelt und seinen Schülern (2) untersuchte Unstetigkeit des Sekundärelektronenstromes bei einem bestimmten, von der Primärelektronengeschwindigkeit abhängigen Winkel einer Nachprüfung unterzogen. Dabei wurde im Gegensatz zu den früheren Untersuchungen durch einen Zustrom langsamer Elektronen die Oberfläche des Isolators auf einem festen Potential gehalten, das rund 20 Volt niedriger als das Anodenpotential lag. Durch Anwendung eines besonderen Wechselstrommeßverfahrens (3) ließ sich der Sekundäremissionsfaktor s des Isolators in Abhängigkeit vom Auftreffwinkel der Primärelektronen messen. Die Versuche ergaben einen stetigen, der Abhängigkeit bei metallischen Oberflächen entsprechenden Verlauf des Sekundäremissionsfaktors in dem untersuchten Bereich von 100 bis 4000 Volt. Es konnte gezeigt werden, daß der Reflektorstrom, der in den älteren Arbeiten als Maß für den Sekundärelektronenstrom angesehen wurde, nicht direkt dem Sekundäremissionsfaktor des Isolators proportional ist, sondern durch die von Wehnelt und seinen Schülern gewählte Meßanordnung bedingt ist. Die Unstetigkeit des Reflektors tritt bei dem Winkel ein, bei dem der Sekundäremissionsfaktor des Isolators gleich Eins wird.

Für die von Wehnelt und seinen Schülern durchgeführten Messungen ist es charakteristisch, daß der Verlauf des Reflektorstromes (das ist der Strom, den die Isolatorhalterung aufnimmt) in Abhängigkeit vom Auftreffwinkel und der Verlauf des Auffängerstromes (das ist der Strom, den der metallische, den Isolator vollständig umgebende Käfig aufnimmt) sich derart spiegelbildlich ergänzen, daß die Summe vom Reflektor- und Auffängerstrom auch an der Sprungstelle konstant ist [vgl. (4), S. 12, Tabelle F]. Da über den Isolator kein Strom fließt und Auffänger- und Reflektorpotential konstant bleiben, stellt dieser Summenstrom die gesamte Primärelektronenmenge dar, die auf den Isolator in der Zeiteinheit auftrifft. Diesem Primärelektronenstrom entspricht ein gleich großer Sekundärelektronenstrom, der nach Maßgabe des an der Auftreffstelle vorhandenen Feldes sich auf Auffänger und Reflektor verteilt. Die darüber hinaus entstandenen Sekundärelektronen fallen auf den Isolator zurück.

Es lag nun der Gedanke nahe, auf Grund der neuen Erkenntnisse und auf Grund des heute bekannten Oberflächenpotentials des Isolators eine eingehendere Deutung der von Wehnelt und seinen Schülern gemessenen Kurven des Reflektor- und Auffängerstromes vorzunehmen. Es stellte sich jedoch bei der Durchprüfung der zahlreichen, unter verschiedenen Bedingungen durchgeführten älteren Arbeiten heraus, daß es nicht möglich ist, den Sprungeffekt des Auffänger- und Reflektorstromes lediglich auf die Änderung des Oberflächenpotentials des Isolators an der Stelle $s = 1$ und die damit gegebene Änderung des Absaugfeldes für die Sekundärelektronen zurückzuführen. Auch die Anwesenheit von positiven Gasionen, die in manchen älteren Arbeiten die Größe und das Vorzeichen des Reflektorstromes beeinflußt hat, kann nicht den Sprungeffekt erklären, da die positiven Gasionen im wesentlichen von den Primärelektronen gebildet werden, deren Zahl aber während der Messung konstant bleibt.

Es muß vielmehr zur Deutung des Unstetigkeitseffektes die Raumladung herangezogen werden, die sich vor dem Isolator und auch in den ersten Schichten des Isolators bei Elektronenbeschuß notwendig ausbildet und die für den Fall $s = 1$ eine Umbildung erfährt. Diese Raumladung, auf deren Bedeutung in den älteren und neueren Arbeiten hingewiesen wurde (5, 4, 1), steuert die Aufteilung des Sekundärelektronenstromes auf den Auffänger oder Reflektor. Durch ihren Umbau im Punkte $s = 1$ erfährt das Gleichgewicht der vor dem Isolator zu- und abfließenden Ströme eine Änderung und im Reflektor- und Auffängerstrom entsteht eine Unstetigkeitsstelle. Durch diese Vorstellungen wird ein qualitatives Verständnis der von Wehnelt und seinen Schülern gemessenen Kurven gegeben. Eine quantitative Erklärung der aufgenommenen Ströme dürfte nur nach einer experimentellen Ausmessung oder theoretischen Berechnung der Raumladung und ihrer Änderung mit dem Auftreffwinkel der Primärelektronen möglich sein.

Literaturverzeichnis

1) H. Salow, Physik. Zeitschr. **41**, 434, 1940.
2) Siehe Literaturzusammenstellung in (1).
3) H. Salow, Zeitschr. f. techn. Phys. **21**, 8, 1940.
4) E. Uredat, Diss. Berlin 1930.
5) H. Daene und G. Schmerwitz, Zeitschr. f. Phys. **53**, 404, 1929.

(Eingegangen 7. Juni 1943)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$—$10^h\,46^{min}$ und

$f_2 = 440 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,46^{min}$—$10^h\,49^{min}$

1943	δ	1943	δ
Juli 1	+ 15	Juli 16	— 2
2	+ 14	17	+ 3
3	— 14	18	—
4	—	19	— 1
5	— 8	20	+ 12
6	— 2	21	+ 4
7	— 4	22	+ 1
8	+ 3	23	— 4
9	+ 6	24	0
10	— 5	25	—
11	—	26	— 4
12	— 8	27	— 4
13	0	28	— 1
14	+ 7	29	— 3
15	0	30	— 3
		31	0

Berlin-Charlottenburg, den 7. August 1943.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1943

(Fortsetzung und Schluß)

Universität München. Gerlach: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität, $3^1/_2$, für Mediziner, 3; Physikalische Übungen für Anfänger A, 4, B, 4, Ergänzungen C, 4; Demonstrationspraktikum für Mediziner, 2; Physikalische Übungen für Pharmazeuten (mit Kappler), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt), tägl., Übungen für Fortgeschrittene (mit Rüchardt), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt), $1^1/_2$. — **Müller:** Einleitung in die theoretische Physik, einschließlich Vektor- und Dyadenrechnung, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik: Wellenoptik: Interferenz und Beugung, Theorie der optischen Instrumente, $1^1/_2$. — **Auer:** Angewandte Physik: Metallkunde, 1. — **Kappler:** Lichtzerstreuung und Ramaneffekt, 1. — **Rollwagen:** Gasentladungen II: Anwendungen und Hochvakuumtechnik, 1. — **Schmauss:** Meteorologie II, 4. Ergänzungen, 1; Besprechungen für Fortgeschrittene, 14tägig, $1^1/_2$. — **Riebesell:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften und der Volkswissenschaft, 2. — **May:** Goethes Naturforschung und Naturansicht, 1. — **Dingler:** Geschichte der Naturphilosophie und Naturwissenschaft im Altertum, 2; Erkenntnistheorie (als Grundlage wissenschaftlicher Methodik), 2. —

Technische Hochschule München. Tomaschek: Experimentalphysik I, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene, halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Meissner und Sauter), 2 g. — **Meissner:** Technische Physik I: Anwendungen der Thermodynamik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, tägl. — **Sauter:** Theoretische Optik, 3, Übungen, 2; Struktur der Materie: Der feste Zustand, 2; Seminar über ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, 2. — **Frank:** Experimentalphysik II: Elektrizität II, Optik, 2; Physikalische Übungen, 2; Maschinentechnische Übungen II (mit Fischer und Netz), 6. — **Ammann:** Kinematographie II, 1. — **Brauer:** Röntgenspektroskopie, 1. —

Universität Posen. **Mayer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Kernphysik, 1; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Döring), 2. — **Döring:** Theoretische Physik: Elektrizität und Magnetismus, 3, Übungen, 1; Mechanik für Physiker und Mathematiker, 3, Übungen, 2. — **Meyer:** Einführung in die Wetter- und Klimakunde I, 2, Übungen, nach Vereinbarung; Theoretische Grundlagen der Meteorologie II, 2, Übungen, nach Vereinbarung; Licht- und Wärmestrahlung in der Atmosphäre, 2. —

Universität Prag. **Gudden:** Physik II: Elektrizität, Optik, 3, Ergänzungen: Atomphysik, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, 6, 2 und 3, für Fortgeschrittene (mit v. Meyeren), 15; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Böhm, Findeisen, Flegler, Glaser, Kluge, v. Meyeren und Schlomka), 1 *g*. — **Kluge:** Ausgewählte Abschnitte der technischen Physik I, 2. II, 2 — **v. Meyeren:** Physikalische Grundlagen der Hochvakuumtechnik, 2; Seminar über Aufbau der Materie, 2 *g*; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 15; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 15 *g*. — **Glaser:** Theoretische Physik II: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Wellenmechanische Theorie der elektronenoptischen Abbildung II, 2 *g*; Seminar aus theoretischer Physik, 2 *g*; Übungen aus theoretischer Physik, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 15 *g*. — **Flegler:** Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Ionen- und Elektronenlehre, 2; Meßtechnisches und Röhrenpraktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 15 *g*. — **Schlomka:** Einführung in die Geophysik, 2; Erdmagnetismus, 2; Geophysikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **Findeisen:** Einführung in die Meteorologie, 2; Physik der Wolken, 2; Meteorologisches Instrumentenpraktikum, 4. —

Technische Hochschule Prag. **Gudden:** Physik II: Elektrizitätslehre und Optik, 3, III: Atomphysik, 2; Physikalische Übungen, 6 und 2, für Fortgeschrittene (mit v. Meyeren), 15; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Böhm, Findeisen, Flegler, Glaser, v. Meyeren und Schlomka), 1. — **v. Meyeren:** Die physikalischen Grundlagen der Hochvakuumtechnik, 2; Seminar über Aufbau der Materie, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **N. N.:** Ausgewählte Abschnitte der technischen Physik I, 2, II, 2. — **Glaser:** Theoretische Physik II: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Wellenmechanische Theorie der elektronenoptischen Abbildung II, 2; Seminar aus theoretischer Physik, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Lichtenecker:** Quantentheorie und Quantenmechanik, mit besonderer Berücksichtigung des Atombaues und der Chemischen Bindung, 2. — **Flegler:** Grundlagen der Elektrotechnik I, 4, Übungen, 2; Ionen- und Elektronenlehre, 2; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Meßtechnisches und Röhrenpraktikum, 4; Größere Arbeiten auf dem Gebiete der allgemeinen und theoretischen Elektrotechnik, einschließlich Meß- und Entladungstechnik, tägl. — **Oppitz:** Allgemeine Wärmelehre, 2. — **Möller:** Höhere Thermodynamik, 2. — **Barth:** Flugtechnisches Versuchswesen, 1, Übungen, 3. —

Universität Rostock. **Kunze:** Experimentalphysik I, 3, Teilgebiete der Physik, 1; Physikalische Übungen für Mediziner, 2; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 4; Physikalisches Kolloquium, 1½ *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. *g*. — **Juilfs:** Mathematische Beschreibung naturwissenschaftlicher Vorgänge, 1; Röntgenstrahlen, 1; Thermodynamik, 3, Übungen, 1. — **Falckenberg:** Strahlungshaushalt der Atmosphäre, 1; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 3; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. *g*. —

Universität Straßburg. **Finkelnburg:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Mediziner, 14tägig, 4, für Pharmazeuten, 4, für Fortgeschrittene, 12; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Fleischmann, Hiedemann, v. Weizsäcker und Jung), 14tägig, 2. — **Fleischmann:** Atomkerne II: Künstliche Umwandlung, künstliche Radioaktivität, 1¾; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **v. Weizsäcker:** Wärmelehre, 4, Übungen, 1: Quantenmechanik, 4; Seminar über Theoretische Physik, 2. — **Hiedemann:** Angewandte Physik II, 3; Physikalisch-Technisches Seminar, 1; Praktikum, 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **Jung:** Einführung in die Geophysik: Erdbeben, Aufbau der Erde, Erdmagnetismus, 2; Einführung in die Meteorologie, 1, Ergänzungen, 1; Physikalische Methoden zum Aufsuchen nutzbarer Lagerstätten (Angewandte Geophysik), 1; Das Erdinnere und seine Kräfte, 1; Statistische Methoden und Ausgleichsrechnung, 1; Übungen zur Geophysik und Angewandten Geophysik, 2; Meteorologische Übungen, 2; Geophysikalische Messungen im Gelände, für Anfänger und Fortgeschrittene, nach Vereinbarung, *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, nach Vereinbarung, *g*. —

Technische Hochschule Stuttgart. **Schmidt:** Grundlagen der Physik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 3, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum (mit Paul), 2, 3, 4 oder 6, für Fortgeschrittene, 3 oder 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Paul), tägl.; Seminar für experimentelle Physik (mit Paul), nach Vereinbarung, *g*; Physikalisches Seminar (mit Dehlinger, Glocker, Reiher und Kochendörfer), 1 *g*. — **Kochendörfer:** Physik für BauingenieureII: Elektrizitätslehre und Optik, 2. — **Dehlinger:** Theoretische Physik: Mechanik, 4; Theoretikum, 2; Atomphysik II: Wellenmechanik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten (mit Kochendörfer). — **Glocker:** Röntgentechnik I, 1, Übungen, 2, II, 1, Übungen, 2, III: Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Graf:** Einführung in die Kristallstrukturlehre, 1. — **Hiller:** Ausgewählte Kapitel der allgemeinen und angewandten Geophysik, 14tägig, 2 — **Reiher:** Einführung in die technische Physik (mit Gösele), 2; Technisch-physikalische Meßmethoden I (mit Gösele und Schüle), 2, Übungen, 3; Technisch-physikalisches Seminar; Unterstufe (mit Gösele), 14tägig, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Gösele und Schüle), tägl. —

Universität Tübingen. **Back:** Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, 3 und 4, I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3 und 4; Physikalische Übungen für Mediziner, 2, für Anfänger, Naturwissenschaftler

4, für Fortgeschrittene I (mit Verleger), 4 oder 8, II, halbtägig; Wissenschaftliche Untersuchungen (mit Verleger), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kortüm und Verleger), 2 g. — **N.N:** Theoretische Physik, mit Übungen, 4. — **Verleger:** Höhere Experimentalphysik I: Mechanik, 3; Atomphysik II, 1. —

Universität Wien. Lechner: Mechanik: Dynamik, 4. — **Stetter:** Elektromagnetismus, 3, Übungen (mit Jentschke), 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, Physiker und Mathematiker (mit Schintlmeister), 6, für Naturhistoriker und Chemiker (mit Wambacher), 6, für Vorgeschrittene (mit Schintlmeister), tägl.; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 g. — **Kirsch:** Einführung in die Physik II, 4; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Haschek:** Experimentalphysik I, 4. — **Ortner:** Kernphysik, 3; Praktische Übungen aus dem Gebiete der Radioaktivität und Kernphysik (mit Karlik), 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitut, tägl. — **Flamm:** Statistische Wärmetheorie, 5; Seminar für theoretische Physik, 1; Proseminar für theoretische Physik, 1. — **Sexl:** Einführung in die Vektorrechnung, 2, Übungen, 1. — **Bauer:** Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Atomphysik: Wellenmechanische Störungstheorie mit besonderer Berücksichtigung des Stark-, Zeeman- und Smekal-Raman-Effektes, 2; Ausgewählte Kapitel der Wehrphysik, 1. — **Seidl:** Physik I für Mediziner, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.— **Sirk:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 4, Übungen, 2. — **Karlik:** Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Bestimmung und Zusammenhänge der atomaren Konstanten, 2. — **Schintlmeister:** Verstärkerröhren, 2. — **Herzog:** Erzeugungsmethoden energiereichster Strahlungen, 1; Einführung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene: Hochvakuumtechnik, 10, Elektrooptik, 12. — **Wambacher:** Neuere Untersuchungen über die photographischen Grundprozesse, 1. — **Börsch:** Physik des Elektrons, 2. — **Jentschke:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik, für Wehrmachtsmeteorologen, 2. — **v. Ficker:** Einführung in die Meteorologie, 3; Meteorologische Übungen, für Anfänger, 2; Meteorologisches Kolloquium (mit Raethjen), 2; Kolloquium (mit Raethjen), 2. — **Raethjen:** Thermodynamik II, mit Übungen, 4. — **Ludwig:** Synoptische Meteorologie, mit Übungen, 6. — **Steinhauser:** Klimatologie, mit Übungen, 3; Praktische Instrumentenkunde, 2. — **Prey:** Sphärische Astronomie, 3. —

Technische Hochschule Wien. Mache: Experimentalphysik: Elektrizität und Magnetismus, 3, Optik, 2; Spezialvorlesung, 2; Physikalisches Praktikum I, 8 oder 4, II (mit Aigner), 30. — **Gabler:** Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3; Einführungsvorlesung, 1; Kristalloptik, 1. — **Heinrich:** Physik I: Mechanik, 2; Mechanik I, 3. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1; Theorie der Elektrizität, 3. — **Hofbauer:** Physik, 3. — **Ruzicka:** Lichttechnik, $1^1/_2$. — **Bauer:** Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Atomphysik: Wellenmechanische Störungstheorie mit besonderer Berücksichtigung des Stark-, Zeeman- und Smekal-Raman-Effektes, 2; Ausgewählte Kapitel der Wehrphysik, 1. — **Mader:** Praktische Geophysik, 1. — **Halla:** Physikalisch-chemische Rechenübungen für Fortgeschrittene, 2; Röntgenphysik für Physiker und Chemiker, 1. — **Aigner:** Theorie nichtlinearer Systeme, 3, Übungen, $1^1/_2$; Elektroakustik, $1^1/_2$. —

Universität Würzburg. Harms: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, Molekularphysik, 3, Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, 6 und 3, für Mediziner, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Ott:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1; Vektorrechnung und Einführung in die theoretische Physik, 3. — **Gailer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene, 2; Besprechung physikalischer Fragen (mit Fraunberger), 14tägig, 1 g. —

Universität Zürich. Meyer: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 1, Seminar (mit Zuber), 2 g; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerückte, halbtägig, Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel und Zuber), 2 g. — **Wentzel:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1; Molekularstatistik, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar (mit Stueckelberg), 2 g. — **Ratnowsky:** Tensoranalysis, 2. — **Zuber:** Elektronenröhren, 1; Repetitorium der Experimentalphysik, 1. — **Götz:** Meteorologie I: Einführung (Physik der Atmosphäre), 2, Übungen, 1 g. — **Lugeon:** Übungen zur allgemeinen Meteorologie, mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2. —

Technische Hochschule Zürich. Scherrer: Physik II: Elektrizität, Magnetismus, Atombau, 4, Übungen, 1 und 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Selbständige Arbeiten in Physik, tägl.; Seminar über aktuelle Probleme der Experimentalphysik, 2; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Tank:** Experimentalphysik: Optik, Wärmelehre, 3, Übungen, 1; Hochfrequenztechnik I, 2, Praktikum, 4, 8 und 12; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik, 8, 12 und 24; Diplomarbeiten in Hochfrequenztechnik. — **Fischer:** Technische Probleme der Potentialtheorie und der Theorie des elektromagnetischen Feldes, 2; Leitung selbständiger Arbeiten im Institut für technische Physik, tägl. — **Busch:** Atomtheorie des festen Körpers, 2; Kurs für Glasblasen, für Physiker, 2. — **Furrer:** Elektroakustik II: Praktischer Teil, 2. — **Gassmann:** Mathematisch-physikalischer Vorkurs zur Geophysik, 2; Allgemeine Geophysik, 2; Geophysikalisches Praktikum: Selbständige Arbeiten im Institut für Geophysik, 8, 16 und tägl. — **Lugeon:** Übungen zur allgemeinen Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2. — **Osswald:** Leitung selbständiger Arbeiten im Laboratorium für Akustik, tägl. — **Rüst:** Photographie II: Edle Reproduktionsverfahren, Farbenphotographie, 1; Photographisches Praktikum, 2; Photographisches Vollpraktikum, tägl. — **Sänger:** Oberflächeneigenschaften, 2; Störungstheoretische Berechnungen von Flugbahnen II, 1 g. — **Stahel:** Atomkern und Korpuskularstrahlen, 1. — **Trümpler:** Chemische Thermodynamik, 1 g. — **Wentzel:** Elektrodynamik II, 3; Molekularstatistik, 2; Theoretisch-physikalisches Proseminar, Übungen zur Elektrodynamik, 1. —

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Louis Deffet, Répertoire des Composés Organiques Polymorphes. Gr.-8°. 155 Seiten. 1942. Editions Desoer Liège.

Verfasser, der sich als Mitarbeiter von J. Timmermans mit Polymorphismen befaßt hat, versucht in diesem Buch in möglichst vollständiger Weise die erreichbaren Daten und das Schrifttum über die bei organischen Verbindungen bekannten Polymorphismen zusammenzutragen. Einigen kurzen allgemeinen Bemerkungen — Theorie und Untersuchungsmethodik sind nicht in dem Buch enthalten, man muß hierzu auf das Buch „Le Polymorphisme des Composés organiques, par J. Timmermans et L. Deffet, chez Gauthier-Villars (Mémorial des Sc. physiques), Paris 1939 verweisen — folgen Tabellen der Substanzen (ihrer Umwandlungspunkte und Angabe der verwendeten Untersuchungsmethode), bei denen Polymorphismus bisher festgestellt wurde und zu denen zuweilen auch häufig gebrauchte Substanzen wie CCl_4 gehören, geordnet nach dem „Richter Lexikon der Kohlenstoffverbindungen". Ein sehr ausgiebiges Literaturverzeichnis mit 994 Zitaten und eine alphabetische Liste der Substanzen schließen das Buch ab.

Die Zusammenstellung wird nicht nur im engsten Fachkreis, sondern zur raschen Orientierung über etwaigen Polymorphismus allgemein nützlich sein. Vielleicht hätte man bei den Schrifttumsangaben noch jeweils die Überschriften der zitierten Arbeiten beifügen können. F. Horst Müller

L. Fischer, Die unabzählbare Menge. Gr.-8°. V und 57 Seiten. Leipzig 1942. Felix Meiner.

Es wäre denkbar, daß die Physik bei der mathematischen Fassung der Frage der kleinsten Länge auf die Probleme der Mengenlehre geführt würde. Man könnte daher das Studium dieser Probleme jedenfalls dem theoretischen Physiker empfehlen. Die vorliegende Schrift ist ihnen gewidmet. Leider entspricht sie aber nicht den logischen Anforderungen, die man stellen muß. Der Verfasser sucht einige — nach dem Gefühl des Referenten in der Tat weiterer Klärung bedürftige — Grundbegriffe der Mengenlehre dadurch zu widerlegen, daß er objektive und auch subjektive Denkschwierigkeiten, die er in ihnen findet, als Widersprüche bezeichnet. Er schneidet damit die Klärung dieser Begriffe ab, statt sie zu fördern.

C. F. v. Weizsäcker

E. Hameister, Laplace-Transformation. Eine Einführung für Physiker, Elektro-, Maschinen- und Bauingenieure. Gr.-8°. 147 Seiten. Mit 17 Figuren. München und Berlin 1943. R. Oldenbourg.

Für Leser, die in mathematischer Hinsicht — und zwar an Strenge sowohl bezüglich der Methodik als auch der Ausdrucksweise — keine besonderen Ansprüche stellen, mag das vorliegende Büchlein, das sich ja ausdrücklich an Physiker, vor allem aber an Ingenieure wenden will, als Anleitung zur Handhabung der Laplace-Transformation zwecks Integration gewöhnlicher und partieller Differentialgleichungen bei hinreichender Vorbildung brauchbar sein. Insbesondere dürften die einleitenden Darlegungen über die allgemeinen Grundlagen der Methode sowie die an verschiedenen Stellen des weiteren Textes eingestreuten Übersichten über einschlägige Hilfsgebiete dem Geschmack eines zwangsweise mit theoretischen Belangen belasteten Praktikers durchaus Rechnung tragen. Den Hauptinhalt der Schrift bilden vollständig durchgeführte Beispiele, die in großer Auswahl geboten und den verschiedensten Gebieten entlehnt werden. Schon in der Einleitung wird die Abelsche Integralgleichung behandelt, während den einzelnen Typen von Differentialgleichungen ein besonderer, verhältnismäßig umfangreicher Abschnitt gewidmet ist. Am Schluß des Buches findet sich zunächst eine Zusammenstellung der wichtigsten Formeln und Sätze; es folgt ein recht reichhaltiges Verzeichnis von Laplace-Integralen, ein Überblick über das einschlägige Schrifttum, ein Sachregister und schließlich die Erläuterung einiger mathematischer Fachausdrücke in alphabetischer Anordnung. Druck und Ausstattung sind vorzüglich. Harry Schmidt

C. Schaefer, L. Bergmann, W. Kliefoth, Grundaufgaben des Physikalischen Praktikums. 2. Auflage. Gr.-8°. VI und 218 Seiten. Mit 182 Abbildungen. Leipzig und Berlin 1943. B. G. Teubner. Geb. RM. 5,50.

Die zweite Auflage des Buches folgt der ersten (besprochen in dieser Zeitschrift **43**, 470, 1942) bereits nach Jahresfrist — ein Zeichen dafür, daß das Buch Anklang gefunden hat. Die neue Auflage enthält gegenüber der früheren nur unwesentliche Änderungen. W. Möbius

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Hauptredakteur Erich Pietsch. 8. Aufl. Gr.-8°. Berlin. Verlag Chemie G. m. b. H.

1) System-Nummer 18: Antimon. Teil A: Element. Lieferung 1: Geschichtliches, Vorkommen. II und 226 S. Mit 1 Abbildung. 1942. Preis brosch. RM. 35,—.

Wiederum beginnt das Erscheinen eines neuen und wichtigen chemischen Elements. Die vorliegende Lieferung umfaßt das Geschichtliche und den Hauptteil des Vorkommens. Der geschichtliche Teil ist wieder mit der nun schon gewohnten liebevollen Gründlichkeit abgefaßt und führt uns von den vorgeschichtlichen Funden über das rege Interesse der Alchimisten am Antimon bis an die Anfänge der modernen Chemie. Die Antimontherapie, die auf Paracelsus zurückgeht, feiert heute erneuerte Triumphe in den gegen Tropenkrankheiten wirksamen Organoverbindungen. Erwähnt sei aus diesem, 48 Seiten umfassenden Teil noch die inter-

essante Tatsache, daß über die Herkunft des merkwürdigen Namens des Elements noch keine Klarheit herrscht.

Für den Physiker wesentlicher sind gewisse Angaben des Abschnitts „Vorkommen", da diese überall, wo angängig, atomphysikalisch und kristallphysikalisch unterbaut sind. So erfahren wir, daß das solare und irdische Häufigkeitsverhältnis *Sb*:*Te* die Harkinssche Regel der größeren Häufigkeit von Elementen mit gerader Ordnungszahl durchbricht, die Isobarie beider Elemente bei der Massenzahl 123 aber sogar die Mattauchsche Regel der geraden Protonendifferenzen. Der ausgesprochen chalkophile Charakter des Antimons läßt sich dadurch begründen, daß wegen der Abnahme des Ionenradius mit zunehmender positiver Ladung ein Ersatz der Alkalien durch Antimon bei der Gesteinsbildung erschwert wird. Wir hören ferner von den Bedingtheiten der Vorkommen durch Isomorphie und Isotypie. Auf dieser theoretischen Grundlage erhebt sich, wie überall im „Handbuch", das Gebäude der minutiösesten beschreibenden Darstellung aller Vorkommen nach Topographie, Lagerstättenkunde, wirtschaftlicher Ausbeutung und mineralogischen Einzelheiten.

2) System-Nummer 27: Magnesium. Teil A: Element. Lieferung 3: Legierungen mit *Si* bis *Ra*. X und 110 S. Mit 56 Abbildungen. 1942. Preis brosch. RM. 18,—.

Während die Patentliteratur über die Magnesiumlegierungen in einem Anhangbande zum Handbuch durch Grützner, Apel und Götze schon früher behandelt wurde, werden jetzt die Zwei- und Mehrstofflegierungen des Magnesiums vom wissenschaftlichen Standpunkt aus besprochen, in der vorliegenden Lieferung diejenigen mit Silizium und den Metallen der Va., I. und II. Gruppe des Periodischen Systems. In später folgenden Teilen sollen die Oberflächenbehandlungsverfahren, die technischen Legierungen und die quantitative Gesamtanalyse behandelt werden, wozu auch die physikalisch-analytischen Methoden, besonders die spektroskopische, gehören werden. Hier nun werden für jedes System Zustandsdiagramm, Darstellungsmethoden, Gefüge, physikalische Eigenschaften, chemisches und Korrosionsverhalten, Kristallstruktur und Eigenschaften der intermetallischen Phasen sowie die analytische Bestimmung des Zuschlagselements gebracht — ein besonders für technische Entwicklungsarbeit sicher unentbehrliches Rüstzeug.

3) System-Nummer 65: Palladium. Lieferung 2: Verbindungen. XXXVIII und 320 S. Mit 48 Abbildungen. 1942. Preis brosch. RM. 54,—.

Die eingehenden Angaben über die zahlreichen Verbindungen des seiner Stellung im periodischen System nach stark komplexbildenden und Wertigkeit wechselnden Palladiums werden mehr den systematischen und präparativen Anorganiker interessieren; dagegen verdient der sehr umfangreiche (140 Seiten) erste Abschnitt über das System Palladium-Wasserstoff die höchste Beachtung auch des Physikers.

Vorangestellt wird die wichtige Aussage, daß chemische Verbindungen zwischen Palladium und Wasserstoff nicht existieren, da nämlich die auftretenden Phasen als feste Lösungen angesprochen werden, ohne daß dabei nicht die eine davon auch als „intermetallische Phase" *PdH* breiten Existenzbereichs aufgefaßt werden könnte. Es kann hier nicht auf den Inhalt des unter sorgfältiger Literaturberücksichtigung — sogar über den Schlußtermin des Heftes (1. Januar 1940) hinaus — bearbeiteten und gut durchdachten Abschnittes im einzelnen eingegangen werden, daher sei ein Auszug des Inhaltsverzeichnisses wiedergegeben:

Diffusion von Wasserstoff in Palladium. Sorption von Wasserstoff durch Palladium: Gewöhnlicher Wasserstoff: Sorptionsgleichgewicht, Sorptionsgeschwindigkeit, Natur des Sorptionsproduktes, Zustand und Lage des Wasserstoffs im Sorptionsprodukt, vermutete Verbindungen. — Schwerer Wasserstoff. Physikalische Eigenschaften des Sorptionsprodukts (kristallographische, mechanische, thermische, optische, elektrische usw.).

Die Lektüre dieses Teils, der eine abgeschlossene Monographie über eines der interessantesten, vielseitigsten und bedeutungsvollsten Phänomene der Legierungskunde bildet, ist hoher Genuß und anregendste Belehrung, abgesehen von der Bedeutung als Quellenmaterial. G.-M. Schwab

G. Joos und Th. Kaluza, Höhere Mathematik für den Praktiker. Dritte, verbesserte Auflage. Gr.-8°. XII und 373 Seiten. Mit 90 Figuren. Leipzig 1942. Johann Ambrosius Barth. Geb. RM. 24,50.

Die vorliegende dritte Auflage dieses Buches, die der zweiten (vgl. diese Zeitschrift **43**, 471, 1942) bereits nach zwei Jahren folgen konnte, ist in Einstellung, Anlage und Ausführung der Einzelheiten im wesentlichen ungeändert geblieben. Eingefügt wurden zwei Abschnitte über Dreieckskoordinaten bzw. halbkonvergente Reihen. Die den Zeitverhältnissen angepaßte Ausstattung darf nach wie vor als ansprechend gelten. Harry Schmidt

Erich Müller, Elektrochemisches Praktikum. 6. Aufl. 287 S. Mit 90 Abbildungen, 8 Skizzen und 31 Schaltungsskizzen. Dresden und Leipzig 1942. Ve lag von Theodor Steinkopff. Preis geb. RM. 10,—.

Die neue Auflage des Müllerschen Buches unterscheidet sich von der 1940 erschienenen praktisch nicht, wie der Autor selbst im Vorwort betont. Das damals Gesagte (Physik. Zeitschr. **42**, 195, 1941) gilt also im wesentlichen auch für die neue Auflage. Wiederum sei auf den niedrigen Preis und die gute Ausstattung des Buches hingewiesen. K. Wirtz

Clemens Münster, Das Fernrohr. 1937. 34 S. VDI-Verlag.

Clemens Münster, Geschichte des Einstand-Entfernungsmessers. 1940. 34 S. VDI-Verlag.

Diese beiden Hefte sind erschienen als Führer durch das Deutsche Museum in München, sind also für Leser mit guter Allgemeinbildung bestimmt. Beide sind klar geschrieben, sehr übersichtlich disponiert und können durchaus Spezialwerke ersetzen, d. h. sie bringen weit mehr als oberflächliches Allgemeinwissen. Jentzsch

Wolfgang Riezler, Einführung in die Kernphysik. 2., erweiterte Aufl. 217 S. Mit 21 Abbildungen. Leipzig 1942. Bibliographisches Institut. RM. 2,60.

Wolfgang Riezler, Tabellen und Tafeln zur Kernphysik. 48 S. Mit 7 Tafeln. Leipzig 1942. Bibliographisches Institut. RM. 2,60.

Diese hervorragende kleine Einführung in die Kernphysik ist mit Recht in zweiter Auflage erschienen; da sich aus äußeren Gründen die Abfassung dieser Besprechung verzögert hat, wird inzwischen eine dritte Auflage schon zum allgemeinen Bedürfnis geworden sein. Entsprechend den Fortschritten der Kernphysik seit 1937 ist der Abschnitt über künstliche Kernumwandlungen neu geschrieben. Er geht nun vom Bohrschen „Sandsackmodell" aus und führt bis zur Uranspaltung. Auch an anderen Stellen sind neue Abschnitte hinzugekommen, so über Isomerie und über Kernumwandlungen im Kosmos. Die Darstellung der neuen Teile ist von derselben Klarheit wie die der älteren. Besonders dankbar ist der neu hinzugekommene Tabellenband zu begrüßen. Er steckt sich weniger weitgehende Ziele als das unlängst erschienene Tabellenwerk von Mattauch und Flügge, bleibt aber auch im Preis noch wesentlich weiter als im Umfang hinter dem genannten Werk zurück und ist für viele Zwecke ausreichend. Die bunten Übersichtstafeln machen das sonst lästige Aufsuchen von Kernreaktionen zu einem vergnüglichen Spiel für Augen und Kopf. — Eine historische Anmerkung zu S. 53: Die Radioaktivität von *Cp* wurde von Wefelmeier und Heyden entdeckt. Sachlich hätte vielleicht auch das für eine anschauliche Wiedergabe so geeignete Kernmodell von Wefelmeier eine Besprechung verdient.

C. F. v. Weizsäcker

G. Wentzel, Einführung in die Quantentheorie der Wellenfelder. Gr.-8°. IV und 209 S. Wien 1943. Franz Deuticke. RM. 20,—.

Dieses Buch ist für den theoretischen Physiker eine der wichtigsten Neuerscheinungen der letzten Jahre. Alle ungelösten Fragen, die jenseits der Quantenmechanik aufgetaucht sind, sind in der Sprache der Quantentheorie der Wellenfelder formuliert. Es sind dies die positive Frage, warum es gerade die wirklich vorhandenen Elementarteilchen mit ihren charakteristischen Werten der Masse, der Ladung, des Spins, der Statistik und gerade die wirklich zwischen ihnen herrschenden Kraftgesetze gibt, und die negative Frage, wie man die in der Formulierung der Wechselwirkung dieser Teilchen untereinander bisher stets auftretenden Unendlichkeitsparadoxien (Selbstenergie usw.) vermeiden kann. Diese Fragen sind im großen und ganzen noch ungelöst. Immerhin hat man das sehr interessante Ergebnis gefunden, daß die bekannten Elementarteilchen gerade die Anzahl der einfachsten denkbaren Wellengleichungen ausfüllen; gleich als ob wir mit den mathematischen Forderungen, die wir heute an die Wellengleichungen stellen, schon die Prinzipien einer Deduktion aller möglichen Teilchensorten in der Hand hätten. Ein wichtiges Teilergebnis ist ferner, daß man heute den empirischen Sachverhalt, daß Teilchen mit geradzahligem Spin Bose-Statistik, Teilchen mit ungeradzahligem Spin Fermi-Statistik haben, als notwendige Konsequenz der Quantentheorie der Wellen erweisen kann.

Das Buch von Wentzel führt in die recht komplizierten mathematischen Methoden dieser Theorien vortrefflich ein und bringt den Leser bis zur vollen Einsicht in die obengenannten Ergebnisse und die zahlreicheren offenen Fragen. Ein erstes Kapitel behandelt die mathematischen Methoden der Wellenkinematik und Wellenquantelung. Zwei Kapitel behandeln die skalare und die vektorielle Theorie des Mesons. Es folgen Kapitel über die Quantenelektrodynamik, über die Quantelung nach dem Ausschließungsprinzip und über ergänzende Fragen, insbesondere die Probleme der höheren Spinwerte. Wer diese aktuellsten und schwierigsten Teile der Atomtheorie kennenlernen will, wird das Buch von Wentzel dazu verwenden müssen.

C. F. v. Weizsäcker

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Frankfurt a. M. Dr. Hermann Sutter für Biochemie und anorganische Chemie, an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Karl Gösele für technische Physik, an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Hans Klingelhoeffer für technische Physik, an der Universität Hamburg Dr. Werner Buran für Mathematik, an der Bergakademie Clausthal Dr. Karl-Eugen Slevogt für Experimentalphysik.

Ernannt: Der außerordentliche Professor für Rundfunkwissenschaft an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Fritz Roedemeyer zum ordentlichen Professor ebenda, Dozent Dr. Ernst Mohr zum außerordentlichen Professor für Mathematik an der Deutschen Karls-Universität in Prag, der Observator Dozent Dr. Heinz Lettau in Königsberg zum außerordentlichen Professor für Meteorologie und Geophysik an der Universität Graz, der Dozent für technische Chemie an der Universität Straßburg Dr. Ludwig Holleck zum außerordentlichen Professor ebenda, der außerordentliche Professor für theoretische Physik an der Universität Heidelberg Dr. Ludwig Wesch zum ordentlichen Professor für technische Physik ebenda, der außerplanmäßige Professor an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Hugo Stintzing zum außerordentlichen Professor für Röntgenphysik und Röntgentechnik ebenda.

Gestorben: Der Dozent für technische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin und Direktor des Reichsinstituts für Erdölforschung Dr. Maximilian Marder, der frühere außerordentliche Professor für Chemie an der Universität Jena Dr. Wilhelm Eller, der wissenschaftliche Assistent am Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie Dipl.-Ing. O. v. Dinkler (in Afrika gefallen), der frühere ordentliche Professor der physikalischen Chemie an der Universität Leipzig Geh. Hofrat Dr. Max Le Blanc.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany